

LRP 641/99

July 1999

**Production de plasma et démarrage du
courant du tokamak TCV avec l'assistance
d'onde cyclotron électronique**

P. Mandrin

Résumé

Le champ électrique toroïdal induit pour démarrer un réacteur de fusion a une limite supérieure d'environ 0.3 V/m. Cette limite est due d'une part à la valeur très faible de la résistance toroïdale de la paroi de la chambre à vide ($\sim 20 \mu\Omega$) nécessaire pour résister aux forces de disruption. D'autre part, cette limite est encore restreinte par la limitation de la vitesse de montée du champ magnétique admissible pour la bobine primaire supraconductrice. Par conséquent, le claquage du gaz neutre et la rampe de courant plasma peuvent nécessiter l'assistance d'onde cyclotron électronique (EC). Cette méthode est appliquée au tokamak TCV, dont la chambre à vide a un volume beaucoup plus grand que le plasma initial (rapport ~ 20) et une résistance électrique toroïdale de $55 \mu\Omega$ - deux caractéristiques similaires à celles rencontrées pour un réacteur de fusion. L'injection en mode ordinaire à la première harmonique depuis le côté bas-champ permet déjà une réduction du champ électrique induit d'un facteur deux (~ 1 V/m) avec seulement 15 kW de puissance EC, ainsi qu'un élargissement de la plage de pression de remplissage de gaz neutre (limite inférieure deux fois plus basses avec ~ 80 kW que sans EC). Le temps du début de l'injection de la puissance joue un rôle primordial, parce que l'assistance d'onde efficace dépend du rapport entre la puissance EC absorbée et la puissance ohmique. Grâce aux réflexions multiples de l'onde sur les parois, le démarrage peut être assisté quelle que soit la distance verticale entre la position du centre du plasma et la hauteur de l'injection, située dans notre expérience à 46 cm au-dessus de l'équateur du tokamak (l'extension verticale de la chambre étant de 2×72 cm). Le démarrage peut également être assisté en injectant le mode extraordinaire à la deuxième harmonique depuis le côté bas-champ. Sans champ électrique induit, seul le claquage en première harmonique a été obtenu jusqu'à présent, et sur une large plage de pression de remplissage de deutérium $p \sim 10^{-5}$ à 10^{-2} mbar avec ~ 20 kW. Un claquage à plus faible puissance, ~ 5 kW, a été obtenu avec $p \approx 1.6 \cdot 10^{-4}$ mbar. Une forte absorption d'onde est observée à la couche d'absorption hybride supérieure. Un système de mesure de transmission d'onde au premier passage dans le plasma permet de déduire une énergie d'électrons suprathermiques de l'ordre de 200-300 eV avec 20 kW de puissance injectée.

Abstract

In a fusion reactor, the value of the inductive toroidal electric field is limited to about 0.3 V/m for various reasons. On one hand, this limitation is due to the very low toroidal resistance ($\sim 20 \mu\Omega$) required for a disruption proof vacuum vessel wall. On the other hand, this limitation is even more severe due to the limited magnetic field change allowable for the superconducting primary field coil. Consequently, breakdown of the neutral gas and current ramp-up require the assistance of additional heating, for example electron cyclotron heating (EC). This method is applied on the tokamak TCV, where, as for a fusion reactor, the vacuum vessel volume is much larger than the initial plasma volume (factor ~ 20) and has similarly low toroidal electric resistance ($55 \mu\Omega$). First harmonic ordinary mode launched from low field side already allows for a reduction of the inductive electric field by a factor of two (~ 1 V/m) with only 15 kW of EC power, and enhances the neutral gas prefill pressure range allowable for successful breakdown (lower limit reduced by a factor of two with ~ 80 kW injected). The start time of the power injection plays an important role, because efficient startup assist depends on the ratio of the absorbed EC to the ohmic power. Owing to multiple wall reflections of the wave, start-up assist can be achieved regardless of the vertical distance between the plasma center position and the injection height, located 46 cm above the tokamak equator in our experiments (the vertical size of the vessel is 2×72 cm). Start-up can also be assisted with second harmonic extraordinary mode launched from the low field side. Without any induced electric field, breakdown has been obtained at the first harmonic only, in the large deuterium prefill pressure range of $p \sim 10^{-5}$ to 10^{-2} mbar with ~ 20 kW. Breakdown for powers as low as ~ 5 kW has been obtained at $p \approx 1.6 \cdot 10^{-4}$ mbar. Strong wave absorption is observed on the upper hybrid absorption layer. A first pass wave transmission measurement system allows to infer suprathermal electron energies of the order of 200-300 eV with an injected power of 20 kW.

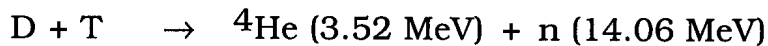
Table des matières

Résumé	3
Abstract	4
1 Introduction	7
2 Le tokamak TCV	11
2.1 Principe du tokamak et TCV	11
2.2 Diagnostics de TCV	16
2.3 Démarrage de TCV en l'absence d'onde EC	20
2.3.1 Modèle de base	20
2.3.2 Expériences	27
3 Implantation du gyrotron à 40 GHz à TCV	37
3.1 Le gyrotron	37
3.1.1 Principe de fonctionnement	37
3.1.2 Régime d'opération du gyrotron à 40.33 GHz	40
3.2 L'alimentation du gyrotron	45
3.3 La ligne de transmission quasi-optique	50
3.3.1 La fenêtre de sortie du gyrotron	52
3.3.2 Le coupleur de mode $TE_{02} \rightarrow TEM_{00}$	54
3.3.3 Le transport à distance de l'onde	57
3.3.4 Injection et polarisation de l'onde	59
4 Production de plasma dans TCV par onde EC	63
4.1 Modèle de l'absorption d'onde	64
4.1.1 Absorption à la fréquence cyclotron électronique	64
4.1.2 Génération d'onde électrostatique	69
4.1.3 Zone d'onde évanescence	73
4.1.4 Réflexions et absorptions multiples de l'onde	73
4.2 Modèle de la production de plasma	77
4.3 Transmission du mode O1 au premier passage	82
4.4 Expériences	91
4.5 Discussion	107

5 Démarrage du courant avec l'assistance d'onde EC	109
5.1 Modèle	110
5.2 Expériences	112
5.3 Discussion	126
6 Conclusions	127
 ANNEXES	 131
A Propagation d'une onde bi-gaussienne et conversion en onde gaussienne	131
B Evaluation de la conversion du mode X1 en onde de Bernstein électronique, pour le cas de TCA	138
C Simulation de la production de plasma dans TCA par onde EC	141
D Transmission du mode O1 dans un plasma de TCA	144
 Bibliographie	 151
Remerciements	157
Curriculum vitae	159

1 Introduction

L'un des grands défis technologiques d'aujourd'hui est la réalisation de la fusion thermonucléaire. L'énergie de fusion est l'une des options possibles pour aider à couvrir les besoins futurs en énergie de l'humanité. Parmi toutes les réactions de fusion possibles, la réaction



a la réactivité la plus élevée par rapport à la température. Cette variante sera donc la première à pouvoir être exploitée. L'énergie libérée à chaque réaction (17.6 MeV) donne lieu à un grand rapport entre le contenu énergétique et la masse du combustible (94 MWh par gramme). La fusion a de plus l'avantage que le produit de la réaction (l'hélium) est un gaz inerte (aucune production de CO₂ ou d'autres polluants). En cas de dysfonctionnement d'un réacteur de fusion, la perte de confinement qui en résulte conduit à un arrêt immédiat des réactions (sécurité inhérente). D'autre part, les réserves de combustible sont presque illimitées et disponibles sur l'ensemble du globe, si on considère que le tritium est obtenu à partir du lithium par réaction avec les neutrons produits par la fusion. Cependant, ces avantages se payent par la difficulté de maîtriser la fusion contrôlée sur le plan technologique. Un réacteur de fusion thermonucléaire doit satisfaire la condition d'ignition, selon laquelle la puissance libérée par les réactions suffit à entretenir la fusion du combustible sans chauffage par une source extérieure [1]. Cela signifie qu'on doit réaliser simultanément une température élevée (typiquement $\sim 2\text{--}3 \cdot 10^8 \text{ K}$), une densité ionique n_i et un temps de confinement d'énergie τ_E élevés ($n_i \tau_E \geq 6 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}\text{s}$). Le niveau de température élevé exclut tout contact thermique entre le plasma en fusion et une paroi solide. Une solution consiste à confiner le plasma par un champ magnétique. L'outil actuellement le plus avancé en vue d'un réacteur de fusion est le tokamak [2], une configuration à confinement magnétique toroïdal avec un courant toroïdal circulant dans le plasma. On estime qu'un premier réacteur de démonstration produisant de l'électricité peut être construit autour de l'an 2050. Les lois empiriques du confinement d'énergie suggèrent la conception de tokamaks de grande taille, avec un plasma de forme allongée verticalement. Le projet ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor

[3]), qui est actuellement en phase d'étude, a pour but d'étudier des plasmas dans des conditions où le chauffage par les ions d'hélium produits est important.

Dans le cas d'un tokamak, la chambre à vide du réacteur doit résister aux forces de disruption (perte subite du plasma). Par conséquent, la paroi de la chambre doit être épaisse et n'admet pas l'insertion de fentes isolées (continuité électrique toroïdale). Ceci a pour conséquence une résistance électrique toroïdale faible ($\sim 20 \mu\Omega$). Le champ électrique toroïdal E_ϕ pouvant être appliqué à l'intérieur de la chambre par induction magnétique a donc une limite supérieure. D'autre part, cette limitation est accrue par l'utilisation d'une bobine primaire supraconductrice dont la vitesse de montée du champ magnétique admissible est limitée ($\leq 1.2 \text{ T/s}$). Selon la conception d'ITER [3], la limite supérieure de E_ϕ est estimée à $\sim 0.3 \text{ V/m}$. Cette valeur ne suffit que marginalement pour permettre un démarrage purement inductif du courant plasma [4, 5] (voir aussi §2). L'assistance du démarrage par un système auxiliaire sera donc indispensable.

Pour l'assistance du démarrage, l'option la mieux étudiée et la plus prometteuse est l'assistance par onde cyclotron électronique (EC). Cette méthode est étudiée dans le cadre de ce travail de thèse. D'autres alternatives ont été proposées, entre autres l'assistance par onde hybride inférieure par Pereverzev et al. [6], l'assistance par onde cyclotron ionique, l'injection d'hélicité (injection toroïdale d'électrons en courant continu) par Ono et al. [7] et l'injection de plasma (canon coaxial de Marshall) [8, 9, 10]. Les méthodes mentionnées peuvent aussi être combinées entre elles.

Le démarrage d'un tokamak avec l'assistance d'onde EC a d'abord été étudié par Anisimov et al. [11]. Puis, Gilgenbach et al. [12] et Kulchar et al. [13] ont observé l'absorption d'onde à la fréquence cyclotron électronique et hybride supérieure, dans des plasmas de ISX-B (injection en première harmonique). Leurs expériences s'accordent avec les prédictions théoriques de Peng et al. [14] concernant la couche d'absorption hybride supérieure, les dérives électroniques dues au champ magnétique, les bilans particuliers et énergétiques, ainsi que le rayonnement des impuretés légères. Sur Tokapole II, Holly et al. [15] ont observé une réduction de moitié de la tension par tour avec l'assistance d'onde EC, en injectant l'onde avant d'appliquer le champ électrique induit. Des expériences effectuées

sur THOR (Cirant et al. [16]) ont été modélisées par Maroli et Petrillo [17] avec une description du transfert d'énergie entre l'onde et les électrons. Sur TCA (Whaley et al. [18]), le profil radial d'émission de ligne D_α (et donc de l'absorption) aux couches d'absorption cyclotron électronique et hybride supérieure a été observé avec une résolution de $\sim 1\%$ sur l'extension radiale de la chambre à vide, avec une injection en mode ordinaire et extraordinaire de la première harmonique depuis le côté haut-champ. Pour les deux modes, l'absorption dans la couche hybride supérieure était plus importante qu'à la couche cyclotron électronique. Avec l'injection en mode ordinaire, la densité électronique était plus petite qu'avec l'injection en mode extraordinaire; par conséquent, le profil radial d'absorption était plus centré par rapport à la chambre (couche hybride supérieure proche de la couche cyclotron) et moins localisé (absorption significative à la couche cyclotron). En favorisant le claquage et la génération de courant au centre de la chambre, le mode ordinaire permettait d'obtenir une rampe de courant plasma plus rapide que le mode extraordinaire, en raison de la dépendance radiale de l'inductance du plasma, du champ électrique induit et de la longueur de connexion des lignes de champ magnétique. Sur CLEO, Lloyd et al. [19] ont comparé le démarrage assisté à la première et deuxième harmonique. Sur DIII-D, Lloyd et al. [4] ont obtenu une réduction d'environ 30% sur la composante résistive de la tension par tour, avec l'assistance d'onde EC. Ces expériences ont été modélisées, et les résultats ont été extrapolés au cas d'ITER [5].

Avant les expériences de TCV (Tokamak à Configuration Variable [20]) décrites dans cette thèse, les expériences de démarrage assisté ont été réalisées avec des tokamaks dont le rapport entre la hauteur (2b) et la largeur radiale (2a) de la chambre à vide varie de ~ 1 à 2. Par conséquent, le volume de la chambre à vide de ces tokamaks varie essentiellement comme le grand rayon fois le petit rayon au carré. D'autre part, la plupart des tokamaks mentionnés ont une résistance électrique toroïdale de la paroi de la chambre beaucoup plus grande que ne l'aura ITER (ITER: $\sim 20 \mu\Omega$; DIII-D: $160 \mu\Omega$, TCA et certains tokamaks de petite taille: résistance infinie). Enfin, les expériences de production de plasma par onde EC (sans champ électrique induit) se sont limitées aux tokamaks de taille modeste, comme par exemple TCA (volume de la chambre à vide: $\sim 1 \text{ m}^3$).

Le présent travail a été effectué sur TCV dans le but d'étudier la production de plasma et le démarrage avec l'assistance d'onde EC pour une chambre à vide allongée verticalement ($b/a \sim 3$), avec un volume de $\sim 6 \text{ m}^3$, et dont la paroi a une résistance électrique toroïdale de $55 \mu\Omega$ seulement. Le TCV est décrit au chapitre 2, ainsi que le démarrage sans assistance d'onde EC. L'onde à la première harmonique est générée par un gyrotron à 40.33 GHz et transportée vers le tokamak à l'aide d'une ligne de transmission quasi-optique (chapitre 3). Le chapitre 4 est consacré à la production de plasma par onde EC, sans induction par le transformateur, et le chapitre 5 traite le démarrage du courant avec l'assistance d'onde EC. L'injection d'onde est effectuée depuis le côté bas-champ, principalement en mode ordinaire de la première harmonique (40.33 GHz, $\sim 80 \text{ kW}$), mais aussi en mode extraordinaire de la deuxième harmonique (82.7 GHz, $\sim 500 \text{ kW}$). Afin d'étudier l'absorption et la réfraction d'onde par le plasma en première harmonique, un système de mesure de transmission a été installé (§4.3). Les résultats expérimentaux de TCV sont accompagnés d'études théoriques qui ont précédé les expériences et profité des résultats de TCA. La synthèse des résultats obtenus est faite au chapitre 6.

2 Le tokamak TCV

2.1 Principe du tokamak et TCV

Le tokamak [2] est une configuration à champ magnétique toroïdal B_ϕ axisymétrique, avec un courant toroïdal I_p généré par une tension V_{loop} par tour toroïdal induite dans le plasma au moyen d'un transformateur (figure 2.1.1).

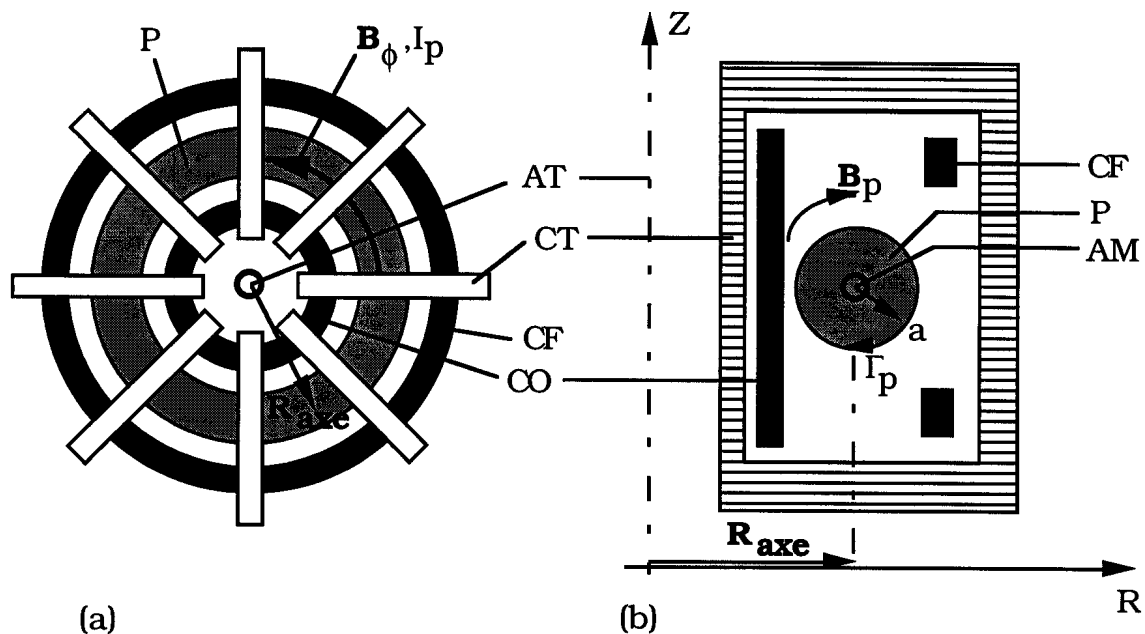


Figure 2.1.1: Vue schématique de la configuration d'un tokamak en coupe toroïdale (a) et poloïdale (b).

AT : axe du tokamak

R : grand rayon

AM : axe magnétique du plasma

R_{axe} : grand rayon de l'axe magnétique du plasma

a : petit rayon du plasma

Γ_p : contour poloïdal du plasma

CT : bobines de champ magnétique toroïdal B_ϕ

CO : bobine primaire du transformateur, pour induire le courant I_p dans le plasma (P)

CF : bobines de champ de façonnage

Dans la géométrie du tokamak, le champ B_ϕ décroît avec la distance radiale par rapport à l'axe du tokamak, soit avec le grand rayon R : $B_\phi(R) \propto R^{-1}$. L'axe magnétique du plasma (centre de la section poloïdale du plasma) se situe au grand rayon R_{axe} de la figure 2.1.1.

Le courant plasma I_p génère un champ magnétique poloïdal \mathbf{B}_p permettant de confiner le plasma:

$$\int_{\Gamma_p} \mathbf{B}_p d\mathbf{l} = \mu_0 I_p, \quad (2.1.1)$$

où $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Vs}}{\text{Am}}$ et Γ_p est le contour poloïdal du plasma (figure 2.1.1b). Le courant I_p engendre aussi un chauffage ohmique du plasma (puissance P_{OH}) dont la résistance R_p est finie:

$$P_{\text{OH}} = R_p I_p^2. \quad (2.1.2)$$

Le tokamak TCV (Tokamak à Configuration Variable [20]), a été conçu pour étudier l'effet de la forme du plasma sur la stabilité et le confinement. Les caractéristiques de TCV sont présentées au tableau 2.1. La forme de la chambre à vide (figure 2.1.2) permet de créer des plasmas allongés verticalement. A l'aide de 16 bobines de façonnage indépendantes, on peut produire des formes de plasma variées. La paroi de l'enceinte, en acier inoxydable (1.8 cm d'épaisseur), a une résistance toroïdale faible ($55 \mu\Omega$). Face au plasma, la paroi est complètement recouverte de tuiles de protection en graphite.

La présence de la paroi améliore la stabilité du plasma: un déplacement dynamique du plasma (et donc de sa configuration magnétique) produit un courant induit dans la paroi qui s'oppose aux variations de champ magnétiques traversant la paroi (effet de peau) et donc qui s'oppose aux déplacements du plasma. Cependant, la bobine primaire du transformateur (A) et les bobines de façonnage (B-F) (figure 2.1.2) induisent également un courant dans la paroi, qui peut empêcher la pénétration rapide du champ variable externe dans l'enceinte. Le temps de pénétration pour une configuration de champ donnée peut être calculé conformément à [21]. On décompose la distribution de courant dans la paroi en modes

propres possédant chacun une constante de temps de relaxation caractéristique. La constante de temps la plus longue pour TCV est $\tau_{v0} = 13$ ms. Ce temps affecte le claquage et le démarrage du courant. Le paramètre τ_{v0} est responsable d'un décalage temporel entre la consigne d'une configuration de champ magnétique poloïdal et sa réalisation à l'intérieur de la chambre à vide. Les modes avec les constantes de temps les plus longues doivent être compensés en corrigeant l'évolution temporelle des courants dans les bobines de façonnage. Cette compensation est néanmoins limitée par le nombre de bobines disponibles. Par ailleurs, le claquage inductif n'est pas instantané: il nécessite au moins ~ 5 ms pour s'achever (cf §2.3). Ce délai augmente lorsqu'on diminue la tension par tour. Pour raccourcir ce temps significativement, il est nécessaire d'employer une méthode de claquage non-inductive, par exemple l'assistance d'onde cyclotron électronique. Le démarrage du courant est également affecté par la faible résistance de la paroi. L'injection d'onde EC permet non seulement de diminuer la tension par tour nécessaire à la montée du courant, mais également d'agrandir la plage de pression de remplissage de gaz neutre, de rendre le démarrage plus fiable que sans onde EC et moins sensible à l'ajustement du champ magnétique poloïdal. L'onde permet aussi d'accélérer la montée du courant grâce à une diminution de la partie résistive de la tension par tour. Finalement, en contrôlant la position radiale du claquage, l'onde réduit potentiellement la contamination du plasma par des impuretés, grâce à un contact plus faible entre le plasma et la paroi. Lors des expériences de démarrage du courant avec l'assistance d'onde EC (cf §5), la rampe de courant a été optimisée en avançant artificiellement le claquage de ~ 5 ms par rapport au cas sans onde EC.

Tableau 2.1: Caractéristiques de TCV selon conception.

Courant plasma maximum	1.2 MA
Grand rayon du centre de la chambre (R_0)	0.875 m
Extension radiale du plasma (2a)	0.48 m
Extension verticale maximum du plasma (2b)	1.44 m
Elongation maximum du plasma (b/a)	3
Rapport d'aspect (R_0/a)	3.6
Champ magnétique B_ϕ au centre de la chambre	1.43 T
Flux magnétique du transformateur	3.4 Vs
Tension par tour maximum du transformateur (V_{loop})	10 V/tour
Durée de décharge du plasma	2 s

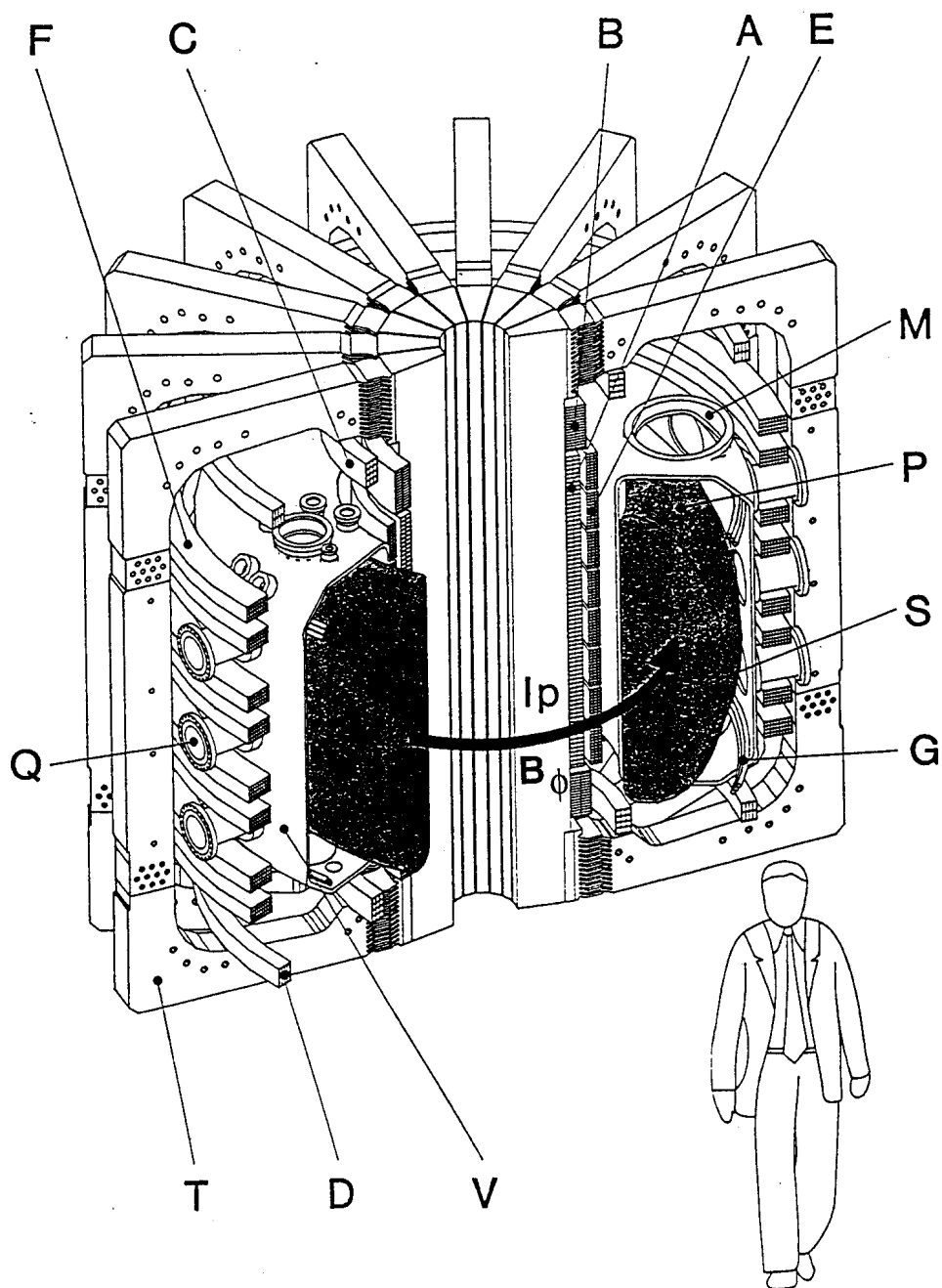


Figure 2.1.2: Vue schématique de TCV. Le courant (I_p) du plasma (P) de section (S) est induit par la bobine primaire du transformateur (A) et confiné par les bobines toroïdales (T) et les bobines de façonnage (B,C,D,E,F,G). L'enceinte à vide (V) comporte de nombreux queusots (Q) et 2 trous d'homme (M) pour pouvoir travailler dans la chambre.

2.2 Diagnostics de TCV

Ce paragraphe décrit les équipements de mesure de TCV qui ont été utilisés pour l'obtention des résultats de ce travail de thèse. Une description détaillée des principes des diagnostics des plasmas peut être trouvée par exemple dans le livre de Hutchinson [22].

Les diagnostics magnétiques [23] (figure 2.2.1) fournissent l'information pour la reconstruction d'équilibre (calcul de la configuration magnétique du plasma). Le courant plasma est obtenu à l'aide de sondes magnétiques mesurant la composante de champ magnétique poloïdal tangentielle à la paroi intérieure de la chambre à vide. Des boucles de flux de champ poloïdal entourent la bobine du transformateur dans le sens toroïdal. L'une d'elles est utilisée comme mesure de la tension par tour (V_{loop}) induite par le transformateur. Cette boucle est située dans le plan équatorial du tokamak, du côté de la chambre à vide où B_ϕ est élevé (côté haut-champ).

L'interférométrie infrarouge lointain (FIR) [24] de TCV, du type Mach-Zehnder, mesure l'intégrale ($b = 0.72$ m)

$$\mathfrak{I}_n^Z = \int_{-b}^b n_e(z) dz \quad (2.2.1)$$

de la densité électronique n_e le long de 14 lignes de visée verticales à des grands rayons compris entre $R = 0.69$ m et 1.06 m (profil radial). La longueur d'onde $\lambda = 214.6$ μm permet des mesures à une précision d'environ $5 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-2}$. Pour $\mathfrak{I}_n^Z < 10^{19} \text{ m}^{-2}$, une meilleure résolution de la densité (d'un ordre de grandeur) est obtenue avec l'interférométrie micro-onde ($\lambda = 2$ mm, dispositif développé sur le tokamak TCA [25]): elle mesure la densité intégrée le long d'une ligne de visée verticale unique à un grand rayon proche du centre de la chambre, $R \approx R_0$.

La mesure d'émission de la ligne Balmer- α du deutérium (D_α) est un diagnostic essentiel lors du claquage, car elle caractérise l'état d'ionisation dans le plasma en formation (rayonnement de recombinaison de particules). Sur TCV, elle est mesurée sur 129 canaux pour le profil radial (caméra multi- D_α) et 9 canaux pour le profil vertical, comme indiqué à la figure 2.2.2a. Une mesure d'émission de ligne

CIII du carbone indique la présence de cette impureté dans le plasma et l'évolution de son état d'ionisation (lié à la température électronique [22]). Une mesure d'émission infrarouge à 25 lignes de visée en vue latérale (figure 2.2.2b) [26] permet d'obtenir de l'information sur le profil vertical du plasma. Ce système est doté de 4 différents filtres d'interférence ($\lambda \approx 1054, 1041, 1012, 950$ nm), large-bande ($\Delta\lambda \approx 6, 20, 38, 85$ nm), pour chaque ligne de visée.

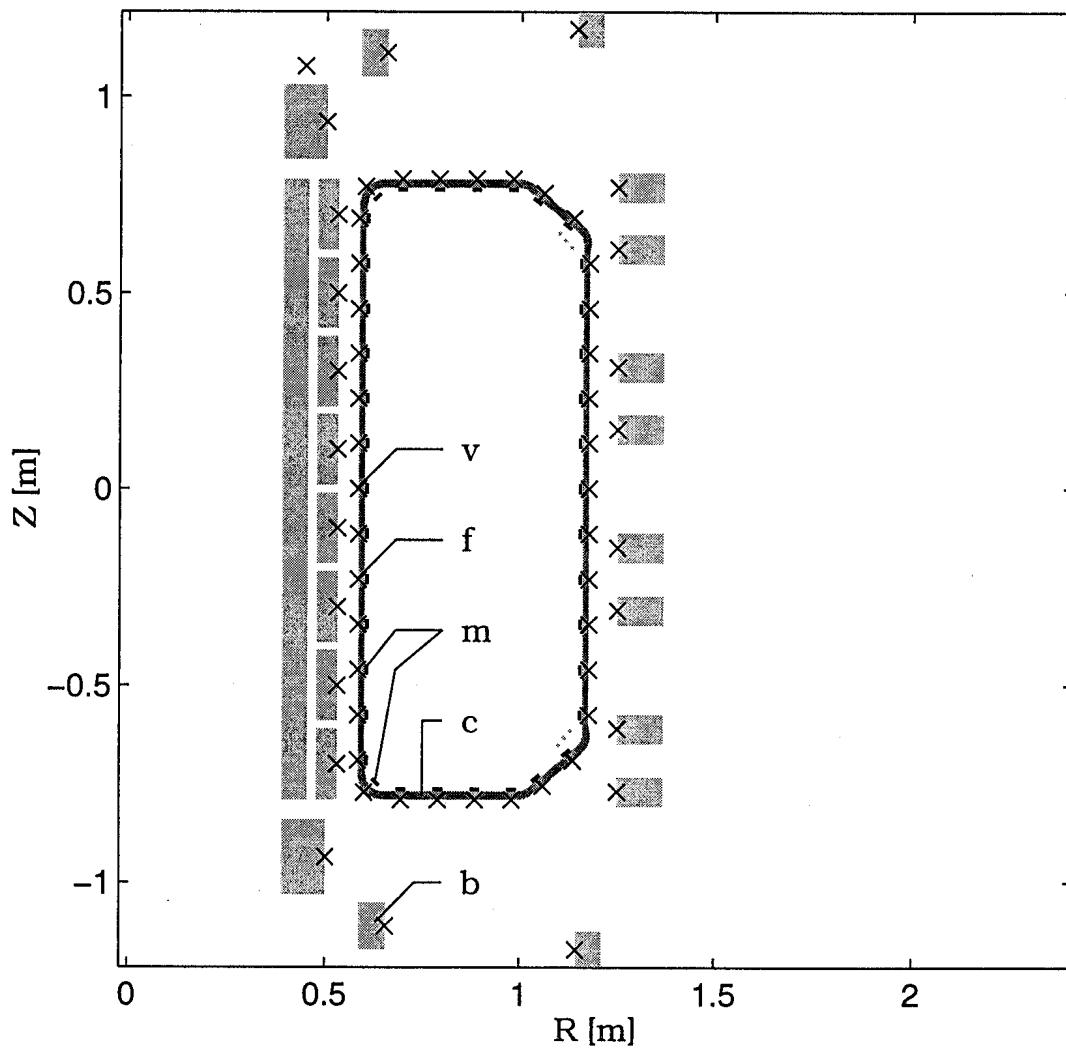


Figure 2.2.1: Coupe poloïdale de TCV montrant l'emplacement des sondes magnétiques (m) et des boucles de flux (f), distribuées le long de la paroi de la chambre à vide (c) et sur des bobines magnétiques (b). La tension par tour V_{loop} est mesurée par une boucle de flux (v) du côté haut-champ de la chambre à vide, dans le plan équatorial.

La pression de remplissage de gaz neutre (deutérium) est obtenue à l'aide d'une mesure différentielle de pression sur la ligne de remplissage.

Un système de mesure de transmission à 10 canaux construit pour ce travail permet d'obtenir l'absorption et la réfraction d'onde EC à 40.33 GHz. Ce diagnostic et ses performances sont décrits au paragraphe 4.3.

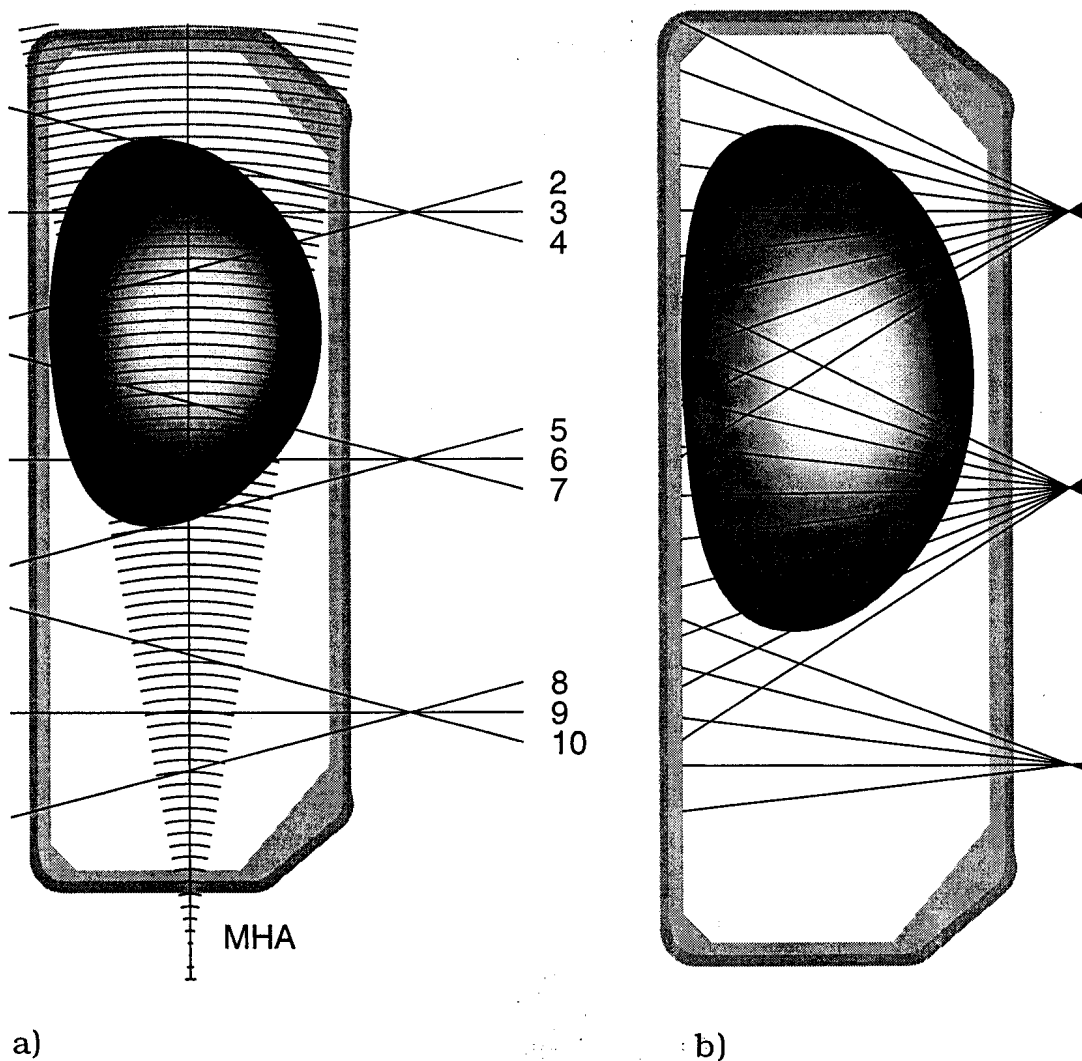


Figure 2.2.2: Géométrie des lignes de visée de différents diagnostics dans le plan poloïdal:

a) Emission D_α : Lignes de visée horizontales (photo-diodes) pour le profil vertical (2-10), caméra multi- D_α (129 canaux) pour le profil horizontal (MHA).

b) Emission infrarouge (25 canaux, profil vertical).

La figure 2.2.3 montre les étapes de claquage, de montée du courant plasma, de plateau et de fin d'une décharge typique de TCV.

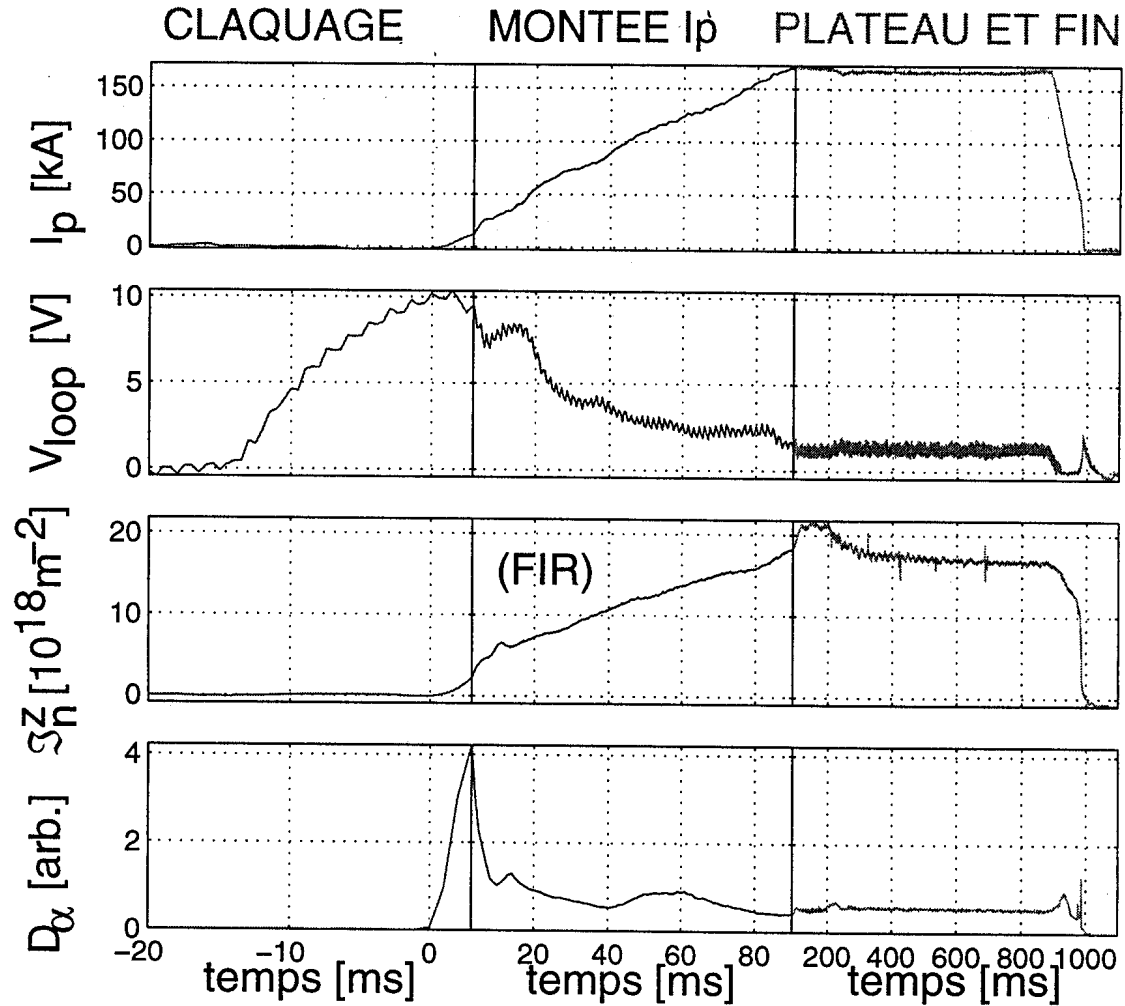


Figure 2.2.3: Etapes d'une décharge typique de TCV. Pendant la phase de claquage, la tension par tour atteint sa valeur maximum. La fin de cette phase d'ionisation initiale est caractérisée par un maximum d'intensité d'émission D_α (cf §2.3) et par le début de la phase de montée du courant plasma. Dans cette seconde phase, le courant et la densité électronique augmentent jusqu'à leurs valeurs nominales. La montée du courant est habituellement suivie d'un plateau, puis d'une descente de courant.

2.3 Démarrage de TCV en l'absence d'onde EC

2.3.1 Modèle de base

En variant le courant I_{oh} dans la bobine primaire du transformateur, on induit un champ électrique toroïdal E_ϕ dans la chambre à vide. Ce champ E_ϕ est composé d'un terme d'induction par le transformateur, proportionnel à $-\frac{dI_{oh}}{R dt}$, ainsi que d'un terme provenant de la variation de courant induit dans la paroi de la chambre, qui s'oppose à la pénétration du champ variable dans la chambre. On peut évaluer le bilan de puissance électromagnétique dans le volume Ω d'un plasma dont le bord est défini par une surface S , à l'aide du théorème de Poynting:

$$-\frac{1}{\mu_0} \int_S (\mathbf{E}_\phi \times \mathbf{B}_p) \cdot \mathbf{n} dS = \int_\Omega \left[\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}_\phi + \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{B_p^2}{2\mu_0} \right) \right] d\Omega \quad (2.3.1)$$

où \mathbf{n} est le vecteur unité normal à S . L'évaluation de l'équation (2.3.1) a été traitée par Ejima et al. [27]. Le terme de gauche de l'équation (2.3.1) représente la puissance entrant dans le plasma. Il est égal au produit $V_S I_p$ entre le courant I_p et la tension V_S induite sur la surface S ,

$$V_S = - \frac{d\psi_S}{dt}, \quad (2.3.2)$$

où ψ_S est le flux magnétique délimité par le bord du plasma et peut être obtenu du calcul de reconstruction d'équilibre (cf §2.3.2). L'expression de droite de (2.3.1) est la somme de la dissipation ohmique (premier terme) et du taux de variation de l'énergie magnétique stockée (second terme). Le terme ohmique est lié à la résistance R_p et à la tension résistive V_{res} du plasma:

$$V_{res} I_p = R_p I_p^2 = \int_\Omega \mathbf{j} \cdot \mathbf{E}_\phi d\Omega. \quad (2.3.3)$$

L'inductance interne L_i du plasma est définie par:

$$\frac{1}{2} L_i I_p^2 = \int_{\Omega} \frac{B_p^2}{2\mu_0} d\Omega. \quad (2.3.4)$$

De même, on définit la tension inductive V_{ind} du plasma:

$$V_{ind} = \frac{1}{I_p} \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} L_i I_p^2 \right). \quad (2.3.5)$$

On peut alors récrire (2.3.1):

$$V_s I_p = (V_{ind} + V_{res}) I_p. \quad (2.3.6)$$

La tension V_{ind} a deux contributions:

$$V_{ind} = \frac{1}{I_p} \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} L_i I_p^2 \right) = L_i \frac{dI_p}{dt} + \frac{1}{2} I_p \frac{dL_i}{dt}, \quad (2.3.7)$$

c'est-à-dire celle de la rampe de courant $\frac{dI_p}{dt}$ et celle du changement d'inductance $\frac{dL_i}{dt}$ qui est déterminé par l'évolution temporelle du profil de courant.

L_i peut être évaluée à partir de paramètres que l'on obtient du calcul de reconstruction d'équilibre: le grand rayon R_{axe} de l'axe magnétique du plasma, le petit rayon a du plasma, l'élongation κ (rapport entre la hauteur et la largeur du plasma) et l'inductance interne normalisée l_i , définie comme

$$l_i = \frac{\mu_0}{\langle B_p \rangle^2 \Omega} \left(L_i I_p^2 \right), \quad (2.3.8)$$

où $\langle B_p \rangle$ est la moyenne de B_p sur le contour poloïdal Γ_p du plasma (cf figure 2.1.1):

$$\langle B_p \rangle = \int_{\Gamma_p} \mathbf{B}_p \cdot d\mathbf{l} / C, \quad (2.3.9)$$

$$C = \int_{\Gamma_p} dl.$$

A partir de (2.1.1), (2.3.4) et (2.3.8-9), on obtient pour L_i l'expression suivante:

$$L_i = \frac{\mu_0 \Omega}{C^2} l_i. \quad (2.3.10)$$

Les relations (2.3.1-10) décrivent le comportement du plasma lorsque le courant I_p est déjà présent.

Avant l'établissement d'un courant, le transformateur permet également d'ioniser le gaz neutre ("claquage"). La théorie classique du claquage est basée sur l'avalanche Townsend [28]. On admet que quelques électrons libres sont initialement présents dans l'enceinte du tokamak, par exemple des électrons émis par des jauges de mesure de pression ou par un filament chauffé et polarisé (cf §2.3.2). Ces électrons sont alors accélérés par le champ électrique \mathbf{E}_ϕ et ionisent des atomes neutres (ionisation par impact électronique), augmentant le nombre d'électrons libres. Le processus d'ionisation est en concurrence avec les mécanismes de perte d'électrons. On a le bilan de particules suivant:

$$\frac{dn_e}{dt} = n_e (\tau_{ion}^{-1} - \tau_{perte}^{-1}), \quad (2.3.11)$$

où n_e est la densité d'électrons (moyenne), τ_{ion}^{-1} le taux d'ionisation par électron et τ_{perte}^{-1} le taux de perte d'électrons. Pour une densité électronique initiale n_{e0} , l'évolution temporelle est:

$$n_e = n_{e0} \exp \left[(\tau_{ion}^{-1} - \tau_{perte}^{-1}) t \right]. \quad (2.3.12)$$

Dans la plage d'opération définie par [29]

$$1.5 \cdot 10^3 \frac{V}{m \cdot mbar} < \frac{E_\phi}{p} < 7.5 \cdot 10^4 \frac{V}{m \cdot mbar}, \quad (2.3.13)$$

où p est la pression de gaz neutre, τ_{ion}^{-1} est bien représenté par l'approximation suivante [29]:

$$\begin{aligned}\tau_{ion}^{-1} &= \langle v_{\parallel} \rangle \alpha, \\ \alpha \text{ [m}^{-1}] &= 383 p \text{ [mbar]} \exp \left(- \frac{9400 p \text{ [mbar]}}{E_{\phi} \text{ [V/m]}} \right),\end{aligned}\tag{2.3.14}$$

où $\langle v_{\parallel} \rangle$ est la vitesse toroïdale des électrons moyennée dans le temps.

Les principaux mécanismes de perte d'électrons sont dus aux dérives des particules chargées et à la composante poloïdale $\delta \mathbf{B}$ (champ d'erreur) du champ magnétique. L'inhomogénéité de $B_{\phi}(R)$, ainsi que la courbure de B_{ϕ} (rayon de courbure \mathbf{R}), engendrent une dérive verticale des particules, à la vitesse \mathbf{v}_{VB} [2]:

$$\mathbf{v}_{VB} = \frac{m}{q} \frac{\mathbf{R} \times \mathbf{B}_{\phi}}{R^2 B_{\phi}^2} \left(v_{\parallel}^2 + \frac{v_{\perp}^2}{2} \right),\tag{2.3.15}$$

où m est la masse et q la charge de la particule, v_{\parallel} est la vitesse parallèle et v_{\perp} la vitesse perpendiculaire au champ \mathbf{B}_{ϕ} . Les électrons ($q < 0$) dérivent en direction opposée aux ions. Il en résulte une séparation de charge et un champ électrique vertical \mathbf{E} qui est à l'origine d'une dérive radiale des particules vers l'extérieur:

$$\mathbf{v}_{E \times B} = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}_{\phi}}{B_{\phi}^2}.\tag{2.3.16}$$

Les bobines poloïdales et le courant induit dans la paroi de l'enceinte génèrent le champ d'erreur $\delta \mathbf{B}$, dont les lignes de champ sont "ouvertes" (c'est-à-dire passant également par l'extérieur de la chambre à vide). Les électrons sont alors guidés sur une longueur moyenne L (longueur de connexion), jusqu'aux points d'intersection entre les lignes de champ et la paroi. Dans la pratique, on crée un champ poloïdal nul à l'endroit dans le plan poloïdal où on désire obtenir le claquage, et on minimise δB dans son voisinage, tout en conservant une valeur de δB non nulle partout ailleurs. Les pertes d'électrons par champ d'erreur engendrent également une séparation de charge (champ électrique \mathbf{E}_{\perp}) et donc une dérive [30]

$$\mathbf{v}_{E\perp} = \frac{\mathbf{E}_{\perp} \times \mathbf{B}_{\phi}}{B_{\phi}^2}. \quad (2.3.17)$$

Pendant le claquage, le temps de perte par champ d'erreur $\tau_{\delta B}$ est plus court que le temps de perte par dérive pour un tokamak de la taille de TCV ou plus grand¹. On a donc:

$$\begin{aligned} \tau_{\text{perte}} &\approx \tau_{\delta B} \approx L / \langle v_{\parallel} \rangle, \\ L &\approx a_{\text{eff}} B_{\phi} / \langle \delta B \rangle, \end{aligned} \quad (2.3.18)$$

où a_{eff} est la distance effective qui sépare les électrons de la paroi, le long des lignes poloïdales de champ $\delta \mathbf{B}$. La grandeur $\langle \delta B \rangle$ désigne la moyenne de δB sur la trajectoire toroïdale que les électrons parcourent depuis la région de claquage jusqu'à la paroi. L'expression (2.3.18) peut être utilisée comme approximation zéro-dimensionnelle de ce qui se passe dans le plan poloïdal (2-dimensionnel). Les claquages de TCV sont effectués près de la paroi du côté haut-champ (cf §2.3.2), car le champ E_{ϕ} y est le plus élevé ($E_{\phi}(R) \propto R^{-1}$). Par conséquent, seuls les électrons se dirigeant vers le côté bas-champ contribuent à l'avalanche. Pour TCV, on estime $B_{\phi} / \langle \delta B \rangle \sim 1000$, $a_{\text{eff}} \sim 10$ cm et $L \sim 100$ m (cf §2.3.2).

La condition de claquage est satisfaite par $\tau_{\text{ion}}^{-1} > \tau_{\text{perte}}^{-1}$. De (2.3.14) et (2.3.18), on déduit la limite inférieure de E_{ϕ} :

$$E_{\phi}^{\min} \left[\frac{\text{V}}{\text{m}} \right] = \frac{9400 \text{ p [mbar]}}{\ln(383 \text{ p [mbar] } L \text{ [m]})}. \quad (2.3.19)$$

Pour TCV dont la paroi de l'enceinte a une résistance toroïdale faible ($55 \mu\Omega$) et un courant induit particulièrement important pendant la phase de claquage (typiquement ~ 200 kA), il est nécessaire de compenser le champ poloïdal dû au courant induit de façon à minimiser le rapport $\langle \delta B \rangle / B_{\phi}$. Expérimentalement, le champ E_{ϕ} minimum permettant le claquage est de l'ordre de $E_{\phi}^{\min} \sim 1.5$ V/m,

¹Dès le moment où le courant I_p apparaît, avec $B_p \gg \delta B$, les pertes par champ d'erreur ne sont plus significatives.

la pression optimum étant de l'ordre de $\sim 10^{-4}$ mbar.

Après quelques collisions entre les électrons et les atomes neutres, les électrons accélérés acquièrent une vitesse toroïdale moyenne $\langle v_{\parallel} \rangle$ constante si la condition de collisionnalité

$$\frac{E_{\phi}}{p} < 1.5 \cdot 2 \cdot 10^4 \frac{V}{m \cdot mbar} \quad (2.3.20)$$

est remplie [31, 4]. Dans ce cas, la relation [32, 33]

$$\langle v_{\parallel} \rangle = \eta_v \frac{E_{\phi}}{p} \quad (2.3.21)$$

s'applique, où la constante η_v a été estimée à $\sim 32 \frac{m^2 \cdot mbar}{V \cdot s}$ [4]. Si le contraire de la condition (2.3.20) s'applique, le taux de collision est faible par rapport à τ_{perte}^{-1} et (2.3.21) n'est plus valable: les électrons sont uniformément accélérés jusqu'à ce qu'ils rencontrent la paroi du tokamak [4].

Sur TCV, pour $p \sim 10^{-4}$ mbar et $E_{\phi}^{min} \sim 1.5$ V/m, la condition (2.3.20) est valide; cela nous donne $\langle v_{\parallel} \rangle \sim 5 \cdot 10^5$ m/s et, avec $B_{\phi}/\langle \delta B \rangle \sim 1000$, $\tau_{perte} \sim 2 \cdot 10^{-4}$ s.

L'ionisation du gaz est diagnostiquée par l'émission D_{α} . On peut montrer [22] que le taux de réaction $v_{D^*_{n=3} \rightarrow D^*_{n=2}}$ (proportionnel à l'intensité D_{α}) est à peu près proportionnel au taux d'ionisation,

$$v_{D \rightarrow D^+ + e} = n_D \tau_{ion}^{-1} = n_D n_e \langle v \sigma_{ion} \rangle, \quad (2.3.22)$$

où $\langle v \sigma_{ion} \rangle$ est le coefficient de taux d'ionisation et n_D est la densité d'atomes neutres de deutérium. Si on admet que la variation temporelle de $\langle v \sigma_{ion} \rangle$ est faible par rapport à la variation du produit $n_e n_D$, le maximum d'intensité D_{α} est obtenu à l'instant où n_e atteint le même ordre de grandeur que n_D . Ce maximum s'observe sous forme d'un pic temporel (pour TCV, la résolution typique est de

~ 1 ms). Il est donc judicieux de définir le temps de fin de claquage comme étant le moment où le maximum d'intensité D_α est observé. Cette définition est également employée par Lloyd et al. [4].

On déduit de (2.3.12) que le temps τ_{bd} que nécessite le processus d'avalanche jusqu'à la fin du claquage est inversement proportionnel à $\tau_{ion}^{-1} - \tau_{perte}^{-1}$:

$$\tau_{bd} \approx \eta_\tau / (\tau_{ion}^{-1} - \tau_{perte}^{-1}). \quad (2.3.23)$$

Pour la constante η_τ , Lloyd et al. [4] ont estimé $\eta_\tau \approx 41$ à partir des expériences de DIII-D. Avec cette constante, pour TCV, τ_{bd} est typiquement de l'ordre de ~ 6 ms.

2.3.2 Expériences

Les électrons émis en permanence par les filaments des jauges de pression constituent habituellement la population électronique initiale d'une avalanche Townsend dans un tokamak. Cette densité n'est pas toujours suffisante pour déclencher l'avalanche. Dans le cas de TCV, par exemple, il a été nécessaire d'ajouter des filaments d'émission chauffés et polarisés, conçus spécialement pour favoriser le claquage. L'omission de ces filaments n'est possible qu'en présence d'une autre source d'ionisation, comme par exemple une onde EC en première harmonique (§4). Dans ce paragraphe, quelques résultats expérimentaux de TCV sont présentés pour illustrer les conditions d'utilisation des filaments et donner un aperçu du claquage et du démarrage sans l'assistance d'onde EC.

Les électrons émis par un filament situé au bord de la chambre à vide suivent les lignes de champ magnétique ($\mathbf{B}_\phi + \delta\mathbf{B}$). D'une part, si les lignes de champ d'erreur $\delta\mathbf{B}$ sont dirigées vers la zone de claquage, elles y entraînent les électrons. D'autre part, les électrons sont soumis à la dérive de gradient et de courbure de champ (2.3.15). Dans l'approximation $\mathbf{B} \approx \mathbf{B}_\phi$, la vitesse de dérive $\mathbf{v} \nabla B$ est verticale. Sur TCV, on dispose de filaments en haut et en bas de la chambre à vide, selon la figure 2.3.1, et les deux signes de B_ϕ sont possibles (définis à la figure 2.3.2). Si le filament du haut est utilisé avec B_ϕ positif (ou le filament du bas avec B_ϕ négatif), la dérive des électrons pointe vers le centre de la chambre et contribue au transport des électrons vers la zone de claquage. Nous parlerons dans ce cas de "dérive favorable", et dans le cas contraire de "dérive défavorable".

Pour les filaments, on utilise des tiges en tungstène de 1 mm de diamètre et de 32 mm de longueur, orientées dans le sens de B_ϕ ². Le filament sélectionné est chauffé en permanence par un courant I_{fil} (chauffage ohmique) et polarisé à un potentiel U_{p01} négatif par rapport à l'enceinte, en régime pulsé (figure 2.3.3).

²L'orientation des filaments dans le sens de B_ϕ permet de minimiser la force de Biot-Savart exercée sur les filaments.

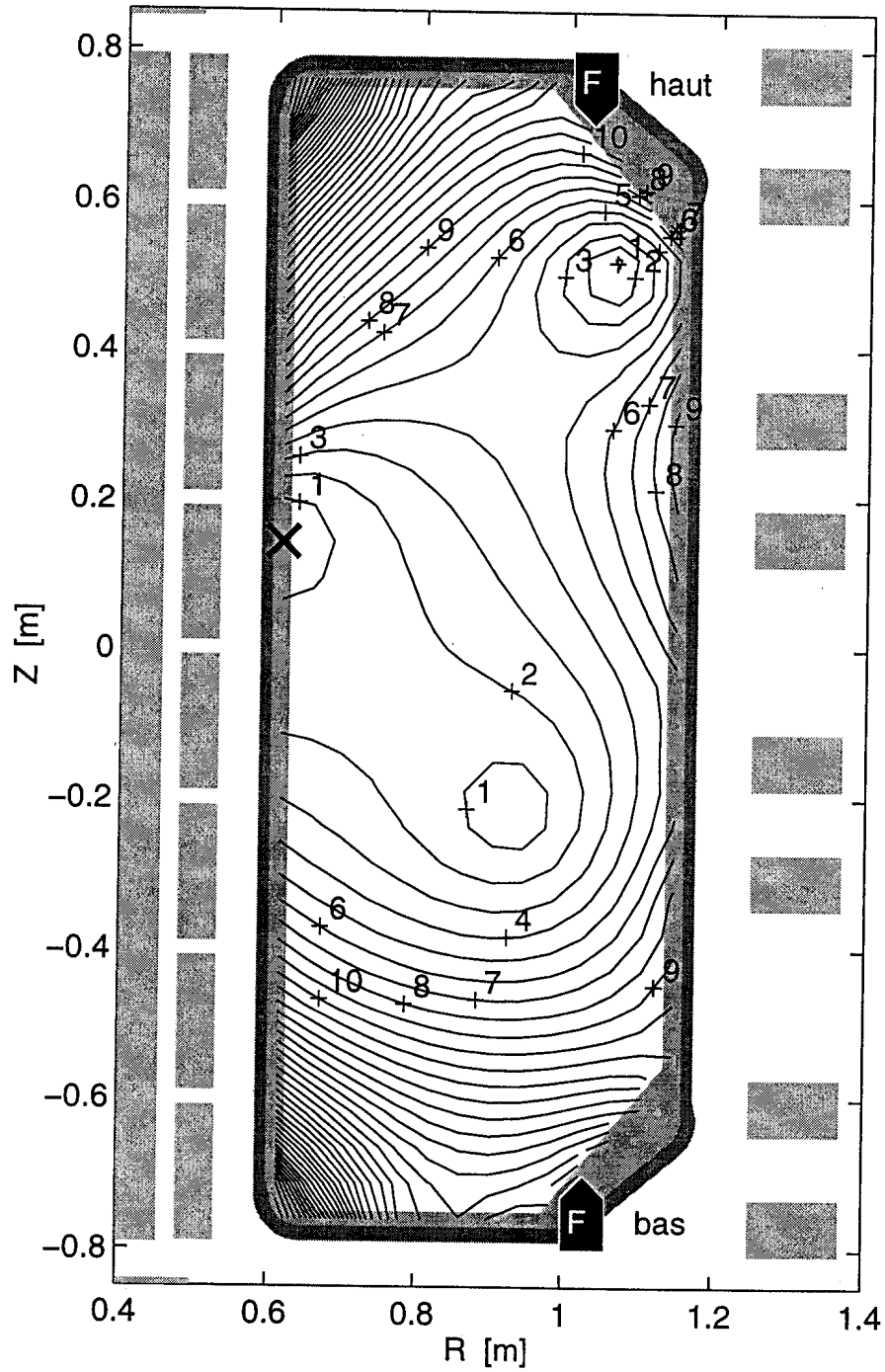


Figure 2.3.1: Position des filaments (F) sur TCV - représentée sur une vue poloïdale de la chambre à vide - et carte des surfaces de champ magnétique poloïdal constant, juste avant un claquage à $Z \approx +15$ cm (position indiquée par la croix en gras). Les valeurs locales de champ [mT] sont inscrites près des lignes de champ constant.

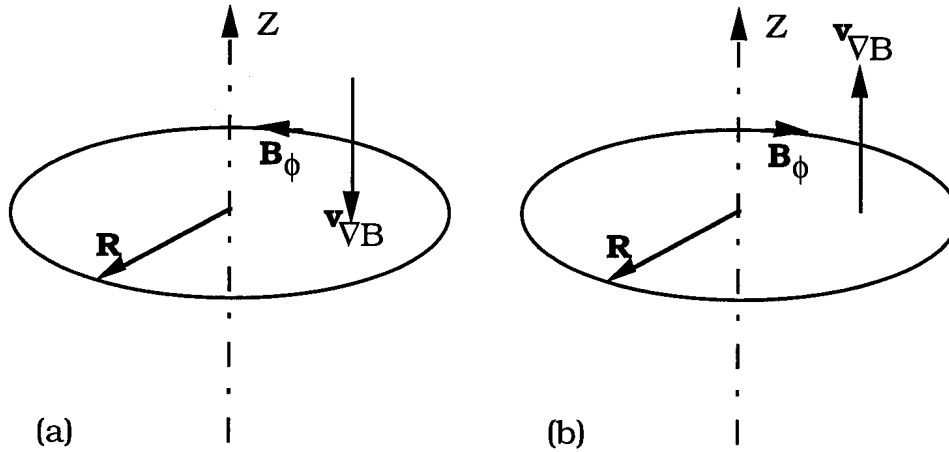


Figure 2.3.2: Direction de la dérive électronique ($\mathbf{v}_{\nabla B}$) en fonction du signe de B_{ϕ} : (a) B_{ϕ} positif; (b) B_{ϕ} négatif.

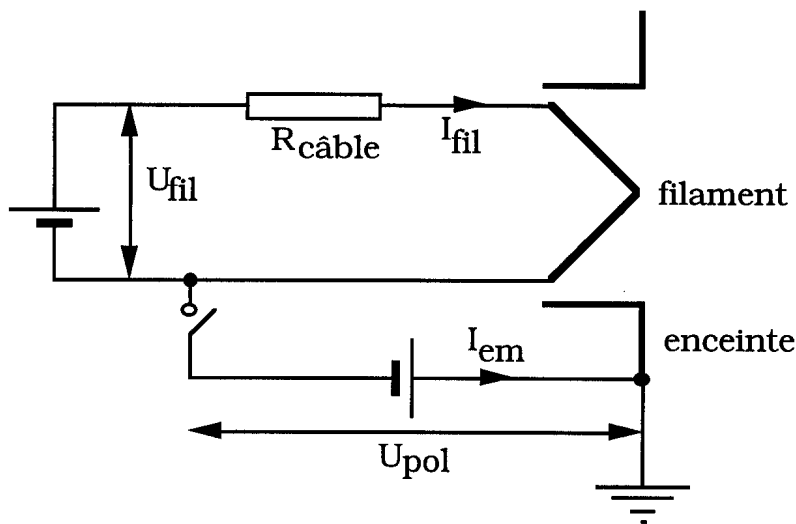


Figure 2.3.3: Schéma électrique du filament chauffé et polarisé.

- U_{pol} : tension de polarisation
- I_{em} : courant d'émission
- U_{fil} : tension d'alimentation de chauffage
- I_{fil} : courant de chauffage
- $R_{câble}$: résistance de câble d'amenée de courant

Les filaments sont chauffés à des températures entre 2000 et 2800 K, avec une tension de chauffage $U_{fil} \sim 1.5$ V et une puissance $V_{fil} \cdot I_{fil} \sim 30\text{--}40$ W. La valeur de la polarisation U_{pol} peut être variée entre 0 et -900 V. En l'absence de collisions, cela correspond à une

accélération des électrons à une énergie entre 0 et 900 eV. Pour une énergie entre 20 et 900 eV, le taux d'ionisation est raisonnablement proche de son maximum à ~ 60 eV (variation inférieure à un facteur 7). A la tension nominale $U_{pol} = -900$ V, le courant d'émission I_{em} atteint $\sim 90\%$ de sa valeur maximum mesurée en fonction de U_{pol} . Le courant I_{em} vaut ~ 40 mA sans champ B_ϕ , pour une pression de gaz neutre $p \approx 5.3 \cdot 10^{-4}$ mbar et pour $U_{pol} = -900$ V. Ce courant diminue de moitié en présence du champ B_ϕ .

Le claquage a été étudié en fonction de la position du filament (en haut ou en bas), de U_{pol} et de I_{fil} . Les expériences ont été effectuées dans des conditions de décharges identiques. La configuration magnétique poloïdale juste avant le claquage (représentée à la figure 2.3.1) est approximativement symétrique verticalement autour de la position du claquage, située non loin de l'équateur ($Z \approx +15$ cm). Alors que le claquage avec un filament en configuration de dérive favorable a été possible sans polarisation (même résultat quel que soit le signe de B_ϕ), le claquage avec un filament en configuration de dérive défavorable a nécessité une tension de polarisation (claquage obtenu avec $U_{pol} = -200$ V). Dans le cas de dérive favorable, les caractéristiques de décharge différaient pour le claquage avec ou sans polarisation, comme il est montré dans un cas avec B_ϕ négatif et le filament du bas (figure 2.3.4). Le claquage a été retardé d'environ 4 ms lorsqu'on a supprimé la polarisation; l'intensité d'émission D_α est demeurée à un niveau proche du maximum pendant ~ 12 ms; la montée du courant I_p a été retardée et ralentie (I_p étant $\sim 50\%$ plus bas à 30 ms). Cela signifie que la phase d'ionisation a été plus longue et la perte d'énergie du plasma par rayonnement plus importante dans ce cas limite que dans le cas avec $U_{pol} = -900$ V.

Les figures 2.3.5 et 2.3.6 montrent les temps de fin de claquage pour quelques valeurs de la tension par tour V_{loop} et de la pression p , pour un claquage à la position verticale $Z \approx +40$ cm. La configuration du champ magnétique poloïdal juste avant le claquage (figure 2.3.7) a été choisie en vue des expériences de démarrage assisté d'onde EC (cf §5). Dans cette configuration, le claquage a lieu au grand rayon $R_c \approx 70$ cm (près de la paroi du côté haut-champ). E_ϕ est donc obtenu par la relation

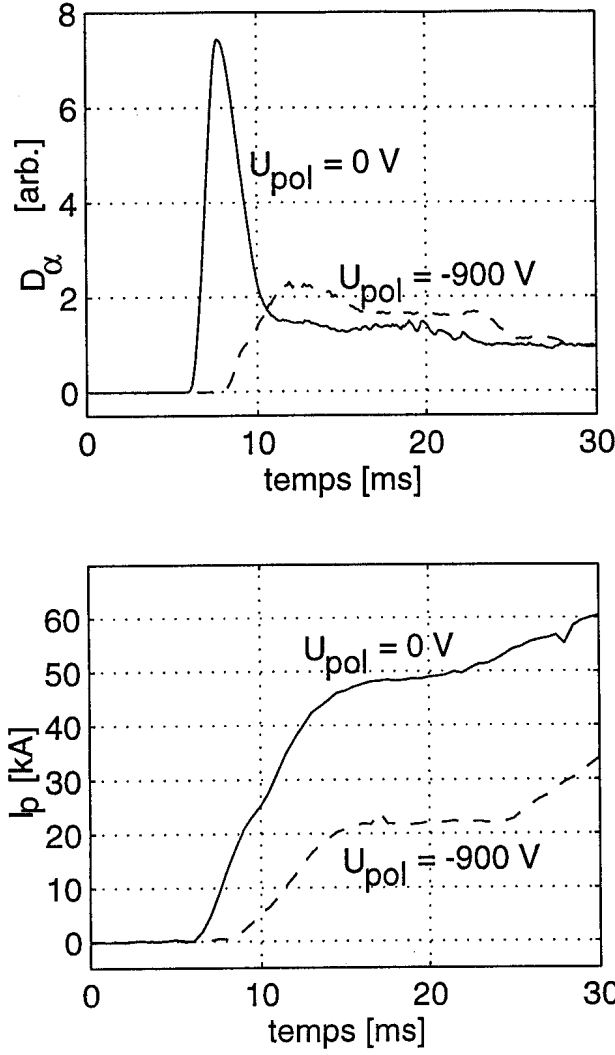


Figure 2.3.4: Démarrages en situation de "dérive favorable" (B_ϕ négatif, filament du bas et $I_{fil} = 25$ A). Sans polarisation ($U_{pol} = 0$ V, en traitillé), le claquage et la montée du courant I_p sont retardés par rapport au cas de polarisation négative ($U_{pol} = -900$ V, ligne continue).

$$V_{loop} \approx 2\pi R_c E_\phi \approx 4.4 \text{ m} \times E_\phi. \quad (2.3.24)$$

Pour le balayage de V_{loop} , le régime de collisionnalité (2.3.20) est applicable. A partir de la régression de la figure 2.3.5 pour l'expression (2.3.23), on estime $L \sim 100$ m. A $Z \approx +40$ cm, la figure 2.3.7 montre une zone avec $\delta B \leq 2\text{--}3$ mT qui s'étend vers le côté bas-champ, d'une surface poloïdale comparable à celle d'un disque de

rayon $a_{\text{eff}} \sim 10$ cm. Une valeur de $L \sim 100$ m correspond, pour $B_\phi \sim 1.4$ T, à $\langle \delta B \rangle \sim 2$ mT.

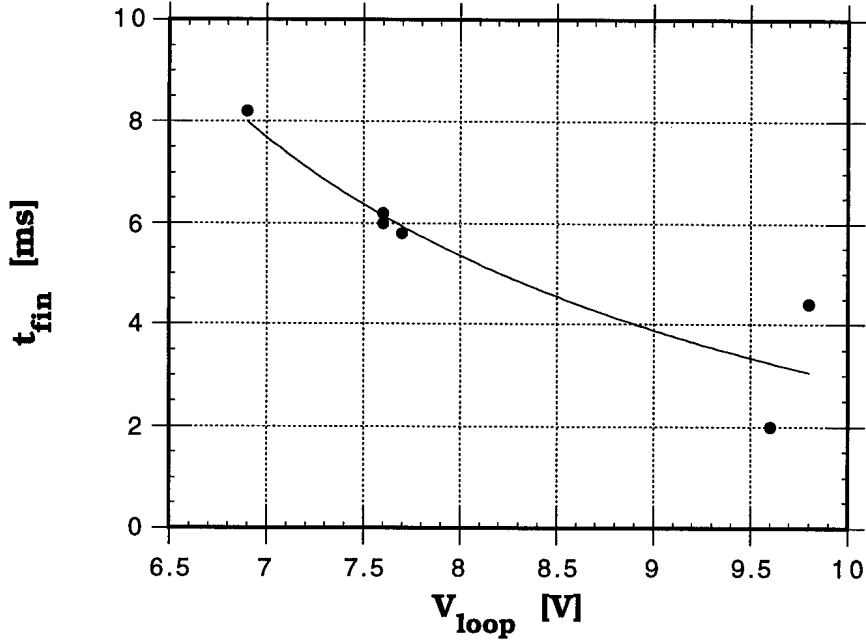


Figure 2.3.5: Temps de fin de claquage t_{fin} (intensité D_α maximum, cercles pleins), en fonction de la tension par tour $V_{\text{loop}} \approx 2\pi R_c E_\phi \approx 4.4 \text{ m} \times E_\phi$, pour le scénario de claquage selon la figure 2.3.7 et pour une pression de gaz $p \approx 1.2 \cdot 10^{-4}$ mbar; la courbe continue représente la courbe de régression pour l'expression (2.3.23) avec, comme paramètres, le début du claquage (-2 ms) et la longueur de connexion (110 m). Le calcul a été effectué pour le régime de collisionnalité - expression (2.3.20).

Pour le balayage de p de la figure 2.3.6, la condition (2.3.20) n'est pas remplie, et l'expression (2.3.21) ne peut plus être utilisée pour l'évaluation de $\langle v_{\parallel} \rangle$. D'un autre côté, le rapport E_ϕ / p

$$(2 \cdot 10^4 \frac{\text{V}}{\text{m} \cdot \text{mbar}} \leq \frac{E_\phi}{p} \leq 10^5 \frac{\text{V}}{\text{m} \cdot \text{mbar}})$$

n'est pas suffisamment élevé pour justifier un traitement non-collisionnel ($\frac{E_\phi}{p} \gg 2 \cdot 10^4 \frac{\text{V}}{\text{m} \cdot \text{mbar}}$).

Pour cette raison, la longueur de connexion n'est pas évaluée pour ce cas.

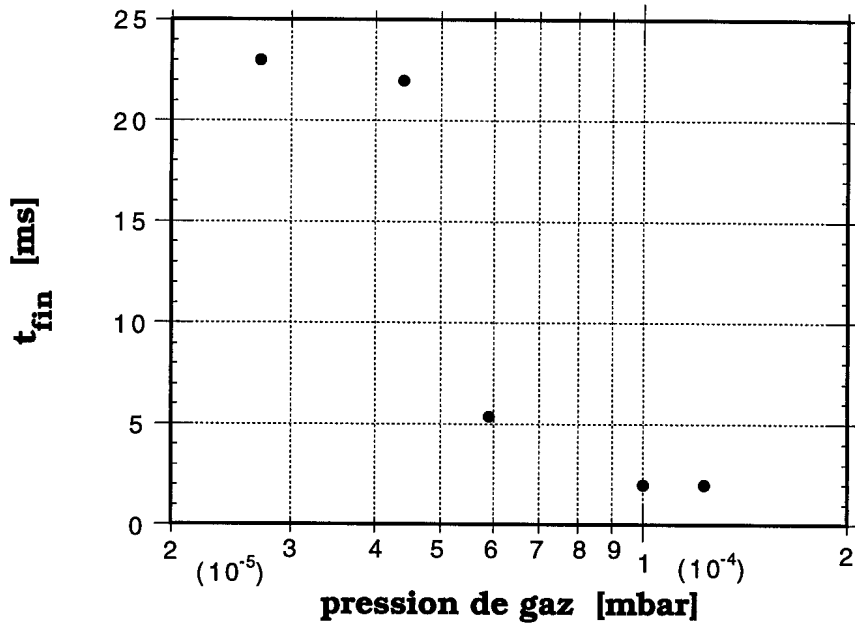


Figure 2.3.6: Temps de fin de claquage t_{fin} (intensité D_α maximum), en fonction de la pression de gaz, pour le scénario de claquage selon la figure 2.3.7 et pour une tension par tour $V_{loop} \approx 10$ V ($E_\phi \approx 2.3$ V/m). Pour la plage de pression de cette figure, la condition (2.3.20) ne s'applique pas.

Les balayages en V_{loop} et en p (voir les figures 2.3.5 et 2.3.6) agissent également sur la montée du courant I_p (figure 2.3.8): la valeur de dI_p/dt diminue lorsque V_{loop} diminue. Pour les valeurs de V_{loop} les plus basses, le courant I_p s'est écarté à tel point de la valeur de consigne programmée que la décharge a dû être interrompue après 25 ms. Le courant I_p s'est également écarté de la valeur de consigne lorsque la pression a été diminuée.

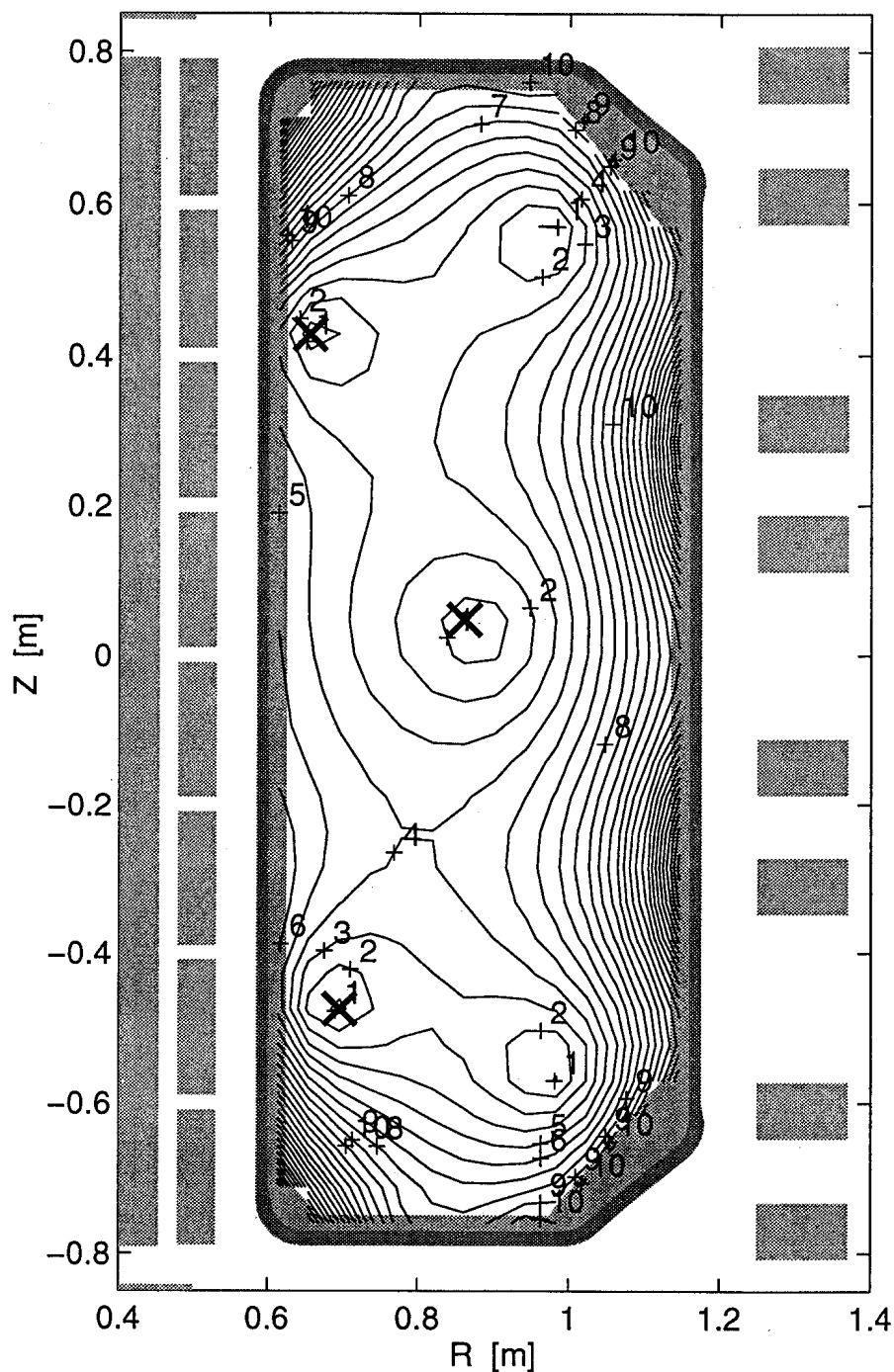


Figure 2.3.7: Carte des surfaces de champ magnétique poloïdal constant, en coupe poloïdale, juste avant la rampe de courant (au temps $t = 0$ ms), pour une décharge sans EC démarrant à $Z \approx +40$ cm. Les valeurs locales du champ [mT] sont inscrites près des lignes de champ constant. Le champ s'annule aux trois endroits indiqués par des croix en gras (voir §5.2 concernant l'évolution du claquage en ces trois endroits).

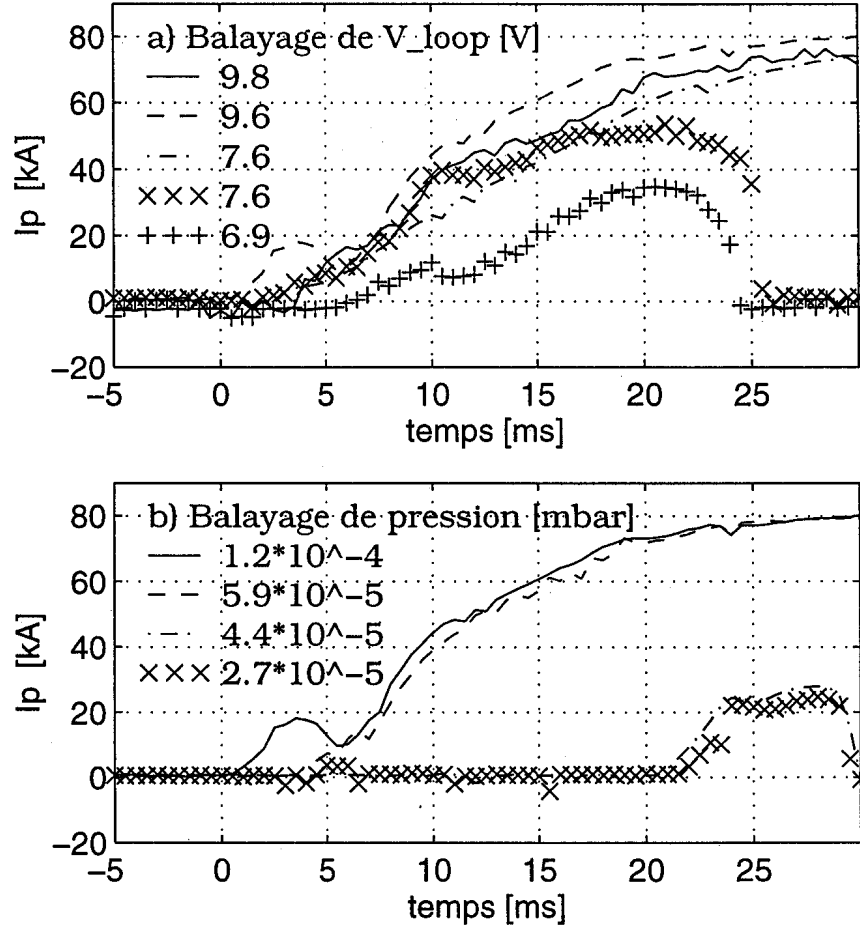


Figure 2.3.8: Montée du courant I_p en fonction de V_{loop} ($p \approx 1.2 \cdot 10^{-4}$ mbar) (a) et de p ($V_{loop} \approx 10$ V) (b), pour un choix parmi les décharges présentées aux figures 2.3.5 et 2.3.6.

Pendant le démarrage du courant, la plus grande partie (typiquement $\sim 60\%$ en début de décharge) de la tension V_s à la surface du plasma (2.3.2) est résistive (V_{res}). Ce fait est illustré à la figure 2.3.9 pour une décharge à élongation $\kappa \approx 2.4$ et une rampe de courant d'une durée de ~ 500 ms. On y trouve la mesure de V_{loop} , et, à partir

du calcul de reconstruction d'équilibre (cf §2.3.1), V_S et V_{ind} , d'où on obtient V_{res} :

$$V_{res} = V_S - V_{ind} \approx V_{loop} - V_{ind}. \quad (2.3.25)$$

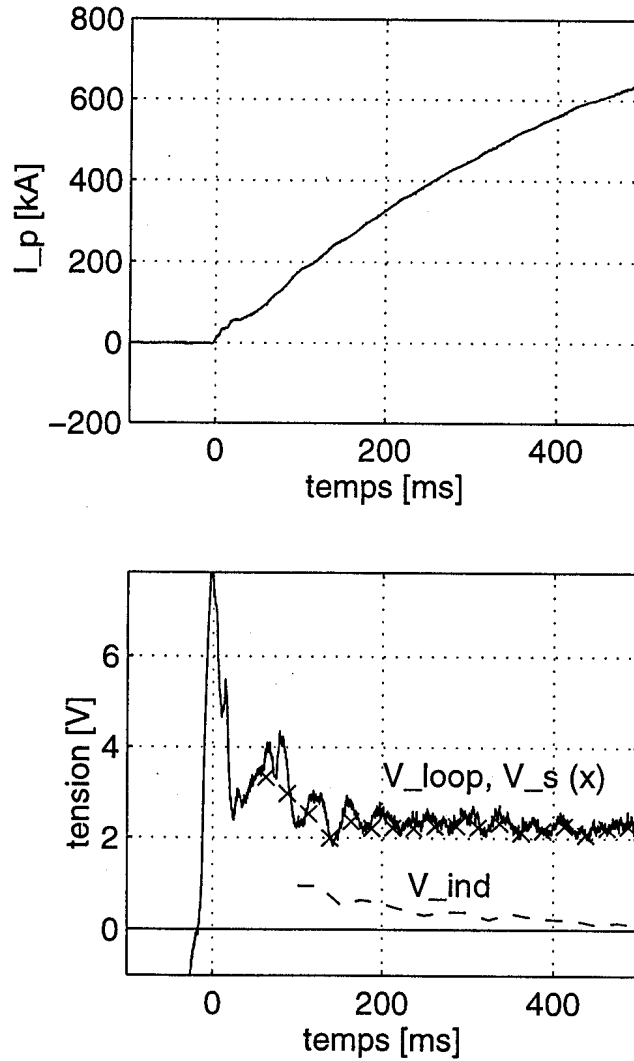


Figure 2.3.9: Rampe de courant pour une décharge avec une élongation maximum $\kappa \approx 2.4$. Haut: courant plasma. Bas: mesure de V_{loop} (ligne continue); V_S (croix) et V_{ind} (traitillé) sont obtenues à partir du calcul de reconstruction d'équilibre.

3 Implantation du gyrotron à 40 GHz à TCV

Pour assister le claquage et le démarrage de TCV, on utilise un gyrotron à cavité cylindrique, à une fréquence de 40.33 GHz. Selon la conception initiale, le gyrotron délivre une puissance maximum de 200 kW, dans des impulsions pouvant atteindre jusqu'à 100 ms. Le gyrotron a été conçu pour un rendement de puissance allant jusqu'à 40%. La haute tension est fournie par une alimentation régulée par des tubes électroniques. L'onde est guidée vers le tokamak TCV par une ligne de transmission quasi-optique. Ce chapitre décrit d'abord le principe de fonctionnement et l'opération du gyrotron (§3.1). Sont ensuite résumés les travaux de mise en service de l'alimentation (§3.2), la construction et le test de la ligne de transmission (§3.3).

3.1 Le gyrotron

3.1.1 Principe de fonctionnement

Dans la cavité résonante d'un gyrotron, l'onde électromagnétique est générée par son interaction avec un faisceau d'électrons faiblement relativistes, immergé dans un champ magnétique statique \mathbf{B}_0 . Cette interaction s'appelle instabilité maser cyclotron électronique [34]. La cavité est habituellement de type cylindrique, en forme de guide d'onde à section variable, de façon à ne laisser échapper qu'une petite partie de l'onde vers la fenêtre de sortie (figure 3.1.1). A l'entrée de la cavité, les électrons (et donc les phases de leur mouvement cyclotron) sont distribués uniformément sur une orbite de Larmor (figure 3.1.2a). Ils subissent alors une accélération par le champ électrique \mathbf{E} de l'onde (fréquence $f = \omega/2\pi$). Les électrons en mouvement opposé à \mathbf{E} gagnent de l'énergie, alors que les autres en perdent. Il en résulte, pour chaque particule, un changement du facteur relativiste γ et de la fréquence cyclotron électronique $\omega_{ce}/2\pi$,

$$\omega_{ce} = eB_0 / (\gamma m_e), \quad (3.1.1)$$

où e est la charge et m_e la masse électronique au repos. De cette

façon, les électrons se regroupent en phase (figure 3.1.2b).

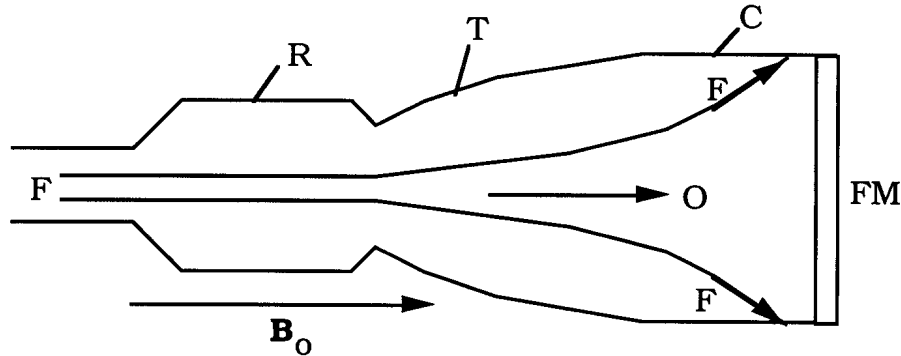


Figure 3.1.1 : Schéma de la cavité résonante (R) d'un gyrotron, où l'interaction entre l'onde et le faisceau d'électrons F (immédié dans un champ magnétique \mathbf{B}_0) a lieu. Une petite partie (O) de l'onde peut s'échapper vers la fenêtre micro-onde (FM), en passant par un cône d'élargissement du guide d'onde (T). Les électrons sont récupérés sur la surface du collecteur (C).

S'il y a un désaccord de pulsation entre le mouvement de rotation des électrons et l'onde tel que $\omega > \omega_{ce}$, les électrons prennent du retard par rapport à l'onde et lui cèdent en moyenne de l'énergie. Cette énergie peut seulement être extraite du mouvement perpendiculaire à \mathbf{B}_0 des électrons. Pour que l'instabilité se produise, la fréquence f de l'onde doit être proche de la fréquence cyclotron électronique (ou d'une de ses harmoniques $s = 1, 2, 3, \dots$):

$$f \approx s \omega_{ce} / 2\pi. \quad (3.1.2)$$

La fréquence fondamentale ($s = 1$) est celle qui est utilisée pour les gyrotrons habituels.

Parmi les modes propres du champ électromagnétique de la cavité qui peuvent interagir avec le faisceau d'électrons, seuls les modes à champ électrique transverse (TE) sont à considérer, en raison de leur couplage au faisceau bien supérieur à celui des modes à champ magnétique transverse (TM) [35]. La cavité étant surmodée, plusieurs modes TE_{mn} [36] peuvent en principe être excités. En

général, seul le mode avec le meilleur couplage au faisceau oscille.

La dynamique du faisceau peut être décrite par l'équation de Vlasov relativiste,

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} + |e| (\mathbf{E}_w + \mathbf{v} \times (\mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_w)) \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} \right) f = 0, \quad (3.1.3)$$

où $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ est la fonction de distribution des électrons, \mathbf{r} leur position, \mathbf{v} leur vitesse et \mathbf{p} leur impulsion relativiste. $\mathbf{E}_w(\mathbf{r}, t)$ et $\mathbf{B}_w(\mathbf{r}, t)$ sont les champs électromagnétiques de l'onde. L'équation (3.1.3) forme, avec les équations de Maxwell, un système non-linéaire. La résolution des équations linéarisées a été effectuée par Chu [37]. Un traitement non-linéaire détaillé est obtenu par la résolution numérique des "équations balistiques" [38].

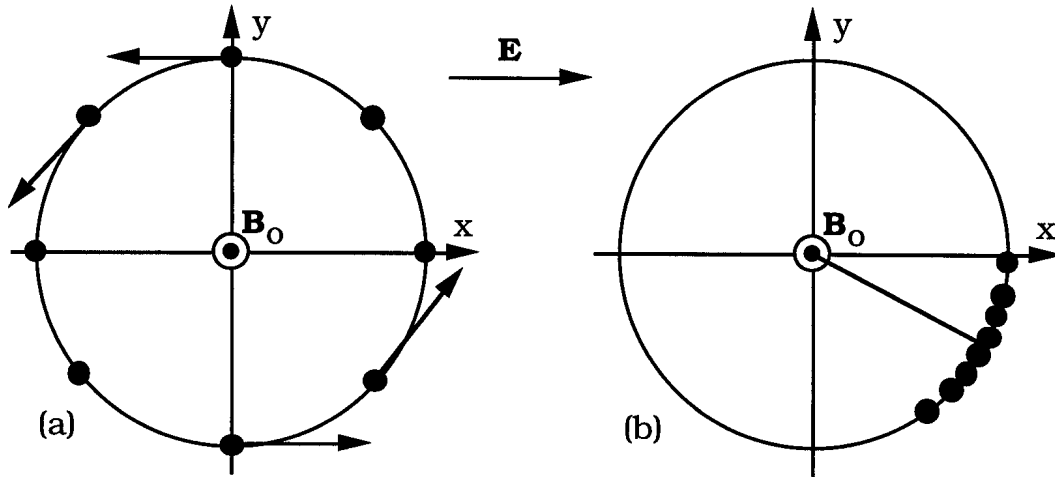


Figure 3.1.2 : Représentation de la phase des électrons soumis à l'instabilité maser cyclotron (E : champ électrique de l'onde): a) à l'entrée de la cavité résonnante (distribution uniforme); b) après le regroupement de la phase, au bout d'un certain nombre (entier) de périodes de l'onde. En moyenne, les électrons cèdent de l'énergie à l'onde lorsque $\omega > \omega_{ce}$.

Le concept du gyrotron permet l'utilisation de guide d'onde surmodé. Ainsi, les pertes ohmiques sur les parois de la cavité peuvent être limitées à haute fréquence. Certains gyrotrons peuvent fournir, pour une fréquence de l'ordre de 100 GHz, une puissance

atteignant 0.5 à 1 MW, en impulsions de quelques secondes [par exemple 39].

3.1.2 Régime d'opération du gyrotron à 40.33 GHz

Un schéma du gyrotron [40] est montré à la figure 3.1.3. Un faisceau annulaire d'électrons est émis par le canon ("Magnetron Injection Gun", MIG). Ce faisceau est plongé dans un champ magnétique axial \mathbf{B} qui atteint son maximum B_0 (≈ 1.5 T) dans la cavité résonante. Le champ est produit par 3 bobines supraconductrices. La cathode d'émission du MIG est chauffée par un filament et polarisée à -78 kV (facteur relativiste $\gamma = 1.153$). Une électrode appelée l'anode de modulation permet de bloquer le courant d'émission (polarisation à -4 kV par rapport à la cathode) et d'enclencher le courant pendant la durée de la décharge (polarisation autour de +28 kV par rapport à la cathode). De plus, en variant ce potentiel, on peut changer le rapport entre la vitesse perpendiculaire (v_{\perp}) et la vitesse parallèle (v_{\parallel}) au champ magnétique des électrons, $\alpha = v_{\perp} / v_{\parallel}$. La valeur de conception est $\alpha = 1.5$. L'optimum résulte d'un compromis entre l'efficacité de conversion d'énergie et la stabilité du faisceau. Le courant I_k du faisceau, qui peut atteindre jusqu'à 8 A environ, est récupéré sur la surface du collecteur. Un champ magnétique supplémentaire répartit uniformément le dépôt de puissance.

En fonctionnement normal, on excite le mode TE_{02} du guide d'onde. Cependant, il est également possible d'exciter le TE_{22} dont la fréquence propre (~ 38 GHz) est inférieure, mais proche de celle du TE_{02} (40.33 GHz). Pour être excité, chaque mode nécessite, en fonction de B_0 , un courant I_k minimum, appelé courant d'accrochage (I_{start}). Il peut être calculé par une approche linéaire [37]. Il est représenté à la figure 3.1.4, selon le calcul de Perrenoud [40] (modes TE_{02} et TE_{22}). Les courbes des deux modes se croisent lorsque I_k dépasse 3 A. Dans une région où les deux modes peuvent osciller, c'est le premier excité qui persiste. On trouve ainsi une limite inférieure de B_0 à respecter en fonction de I_k , afin de ne pas générer le mode TE_{22} .

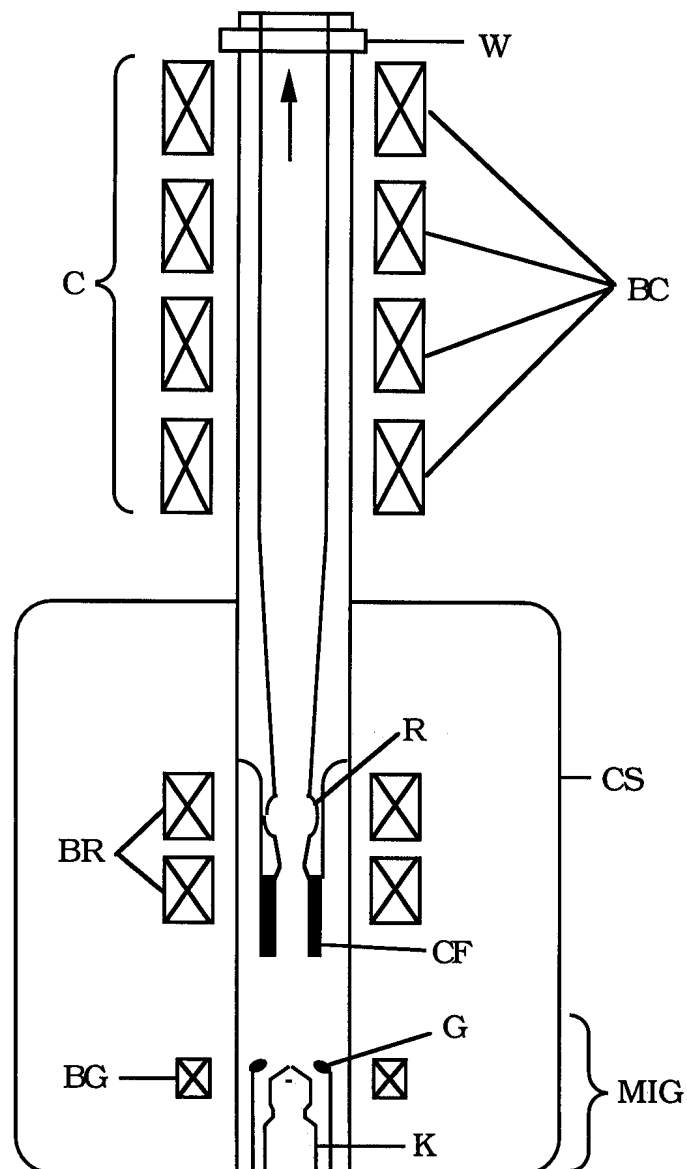


Figure 3.1.3 : Schéma du gyrotron.

- MIG : canon
- K : cathode chauffée par un filament
- C : collecteur
- G : anode de modulation
- CF : conduit du faisceau électronique
- R : résonateur
- BR : bobine de champ du résonateur (supraconductrice)
- BG : bobine de champ du canon (supraconductrice)
- BC : bobine de champ du collecteur
- W : fenêtre micro-onde
- CS : cryostat

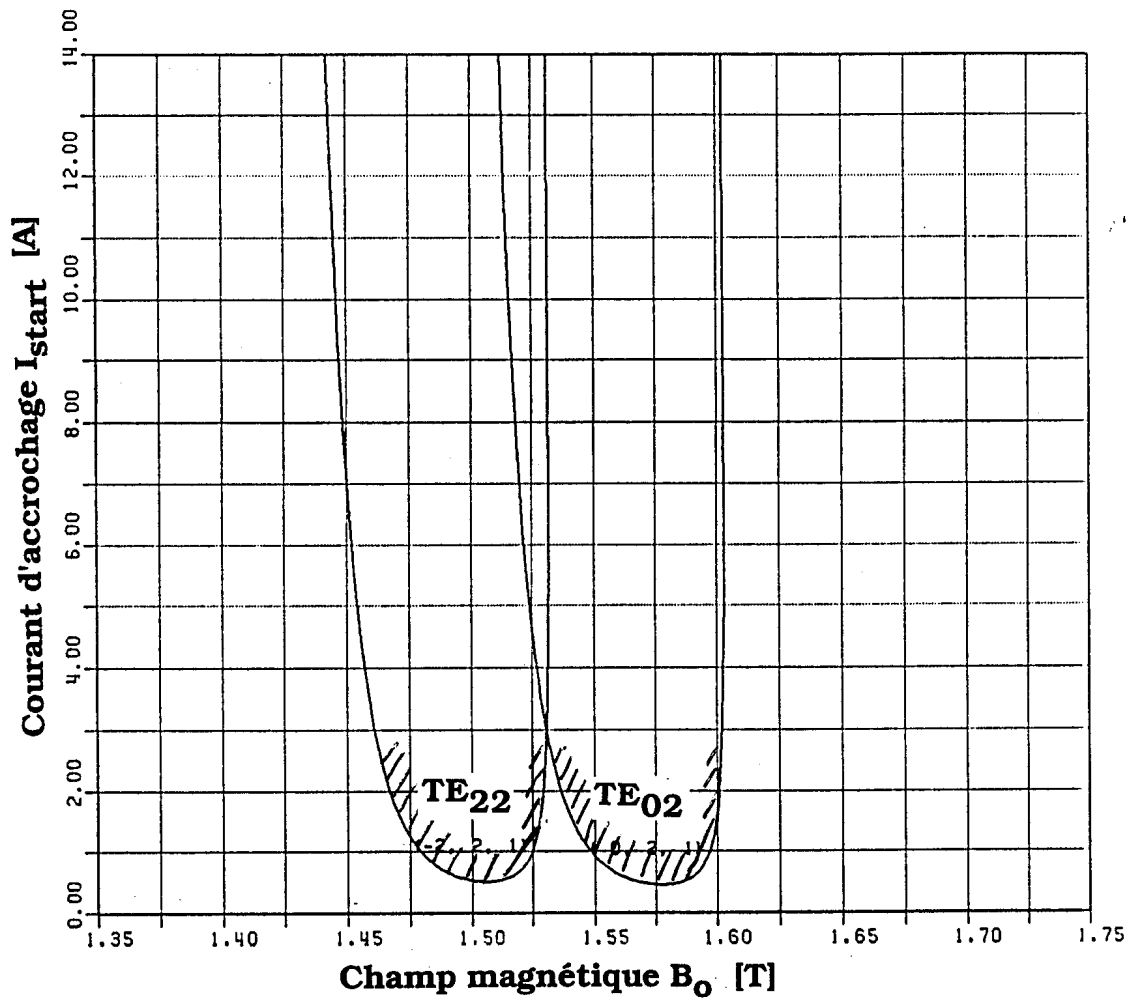


Figure 3.1.4: Courant d'accrochage I_{start} calculé au moment de la conception du gyrotron, en fonction du champ magnétique B_0 , pour les modes d'oscillation TE_{02} et TE_{22} ($\alpha = 1.5$) [40]. La fréquence de l'onde est 39 GHz.

Le gyrotron a une efficacité d'environ 40%. La figure 3.1.5 montre la puissance obtenue expérimentalement en fonction de I_k , optimisée en variant le profil du champ magnétique statique B , son maximum B_0 au niveau de la cavité, et la tension d'anode V_g . La valeur de B_0 est proportionnelle au courant dans les bobines du résonateur (indiquées par BR dans la figure 3.1.3). Le profil de B peut être contrôlé du côté du canon en variant le courant dans la bobine du canon (indiquée par BG dans la figure 3.1.3). La figure 3.1.6 montre qu'il est nécessaire de diminuer le champ B_0 de la cavité en augmentant I_k , pour optimiser la puissance. Ceci provient du fait que le désaccord de fréquence entre l'onde et les électrons doit être augmenté. La valeur optimum du champ du résonateur se situe à quelques pour mille au-dessus de la limite du mode TE_{22} (en hachuré sur la figure 3.1.6).

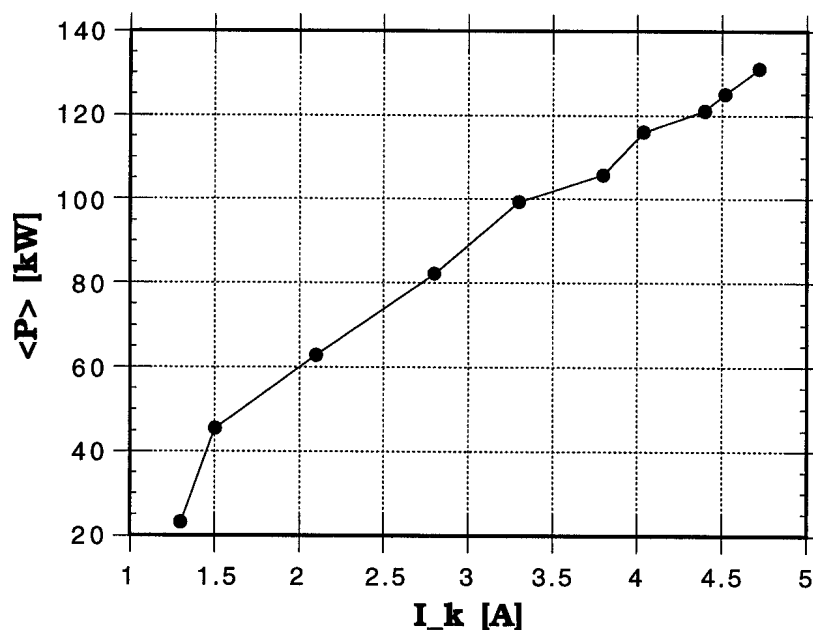


Figure 3.1.5: Puissance moyenne $\langle P \rangle$ obtenue expérimentalement en fonction du courant d'émission I_k , optimisée en variant le profil du champ magnétique B , son maximum B_0 , et la tension d'anode V_g . La fréquence de l'onde est 40.33 GHz.

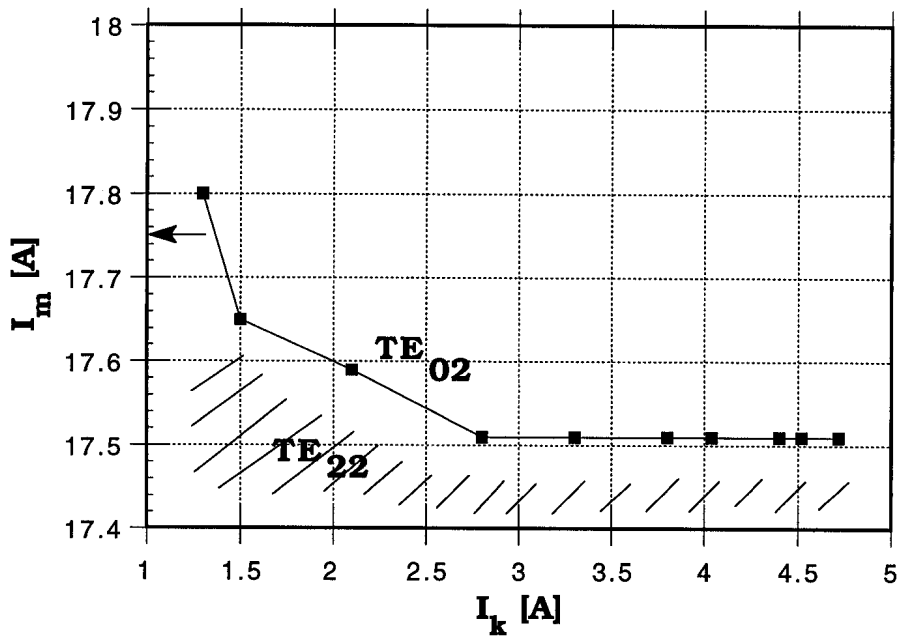


Figure 3.1.6: Optimisation expérimentale du champ B (mêmes tirs que pour la figure 3.1.5). Le maximum au niveau de la cavité est B_0 [T] = I_m [A] \times 0.098 , où I_m est le courant dans les bobines du résonateur. La valeur optimum de I_m se situe à quelques pour mille au-dessus de la limite du mode TE_{22} (en hachuré). La fréquence du mode TE_{02} est 40.33 GHz.

3.2 L'alimentation du gyrotron

Une partie importante du travail a été consacrée à la mise en service de l'alimentation du gyrotron, dont le schéma de connexion avec le gyrotron est représenté à la figure 3.2.1. Cette alimentation est régulée par des tubes électroniques [41]. Ses spécifications sont:

Tension de cathode:	-80 kV par rapport au collecteur
Tension d'anode:	-4 à +30 kV par rapport à la cathode
Courant d'émission:	< 10 A
Chauffage de la cathode:	< 70 W
Durée de l'impulsion:	< 100 ms

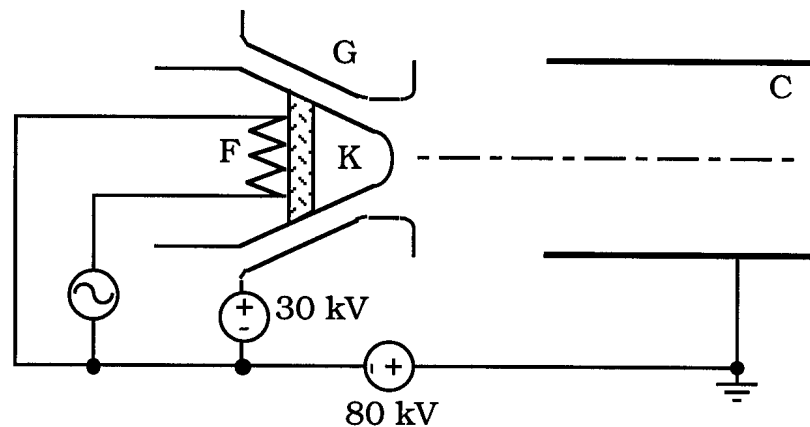


Figure 3.2.1 : Schéma des alimentations du gyrotron à 3 électrodes (cathode, anode, collecteur).

- K* : cathode
- G* : anode de modulation
- C* : collecteur
- F* : filament de chauffage

En cas d'arc, afin de protéger le canon contre la formation de cratères, la haute tension est coupée en l'espace d'environ 10 μ s de façon à limiter l'énergie de l'arc à moins de 10 J. Le dispositif qui assure cette coupure est, en premier lieu, la tétrode principale de l'alimentation et, en second lieu, le crow-bar, constitué de tubes ignitrons. Il est commandé par deux sécurités de sur-courant, ainsi que par une sécurité de détection d'arc placée à la fenêtre du

gyrotron et à la fenêtre d'injection de TCV³.

La réalisation de l'alimentation est montrée dans le schéma de principe à la figure 3.2.2. L'énergie nécessaire à une décharge est stockée dans des bancs de capacité de 178 μF , dont la tension peut atteindre 120 kV (cela équivaut à une énergie totale de 1.3 MJ). Pour les besoins en énergie du présent travail, il a suffi de charger 20% de la capacité totale. Pendant la décharge, l'énergie est transportée par une ligne à haute tension vers un régulateur de tension qui alimente la cathode. Un modulateur de tension génère la tension d'anode. Le régulateur et le modulateur contiennent chacun une tétrode pour varier la tension de sortie, ainsi qu'une boucle de rétroaction agissant sur la grille de régulation de la tétrode, selon la figure 3.2.3. Une alimentation supplémentaire sert à chauffer la cathode du gyrotron. Les signaux de commande et de mesure sont transmis par fibres optiques. Une charge à eau peut être placée, soit comme résistance pour simuler le gyrotron, soit en parallèle avec le gyrotron pour amortir les tensions parasites, entre le potentiel de la cathode et du collecteur.

³Un arc micro-onde peut endommager l'une de ces fenêtres et rompre l'étanchéité du vide s'il n'est pas coupé à temps.

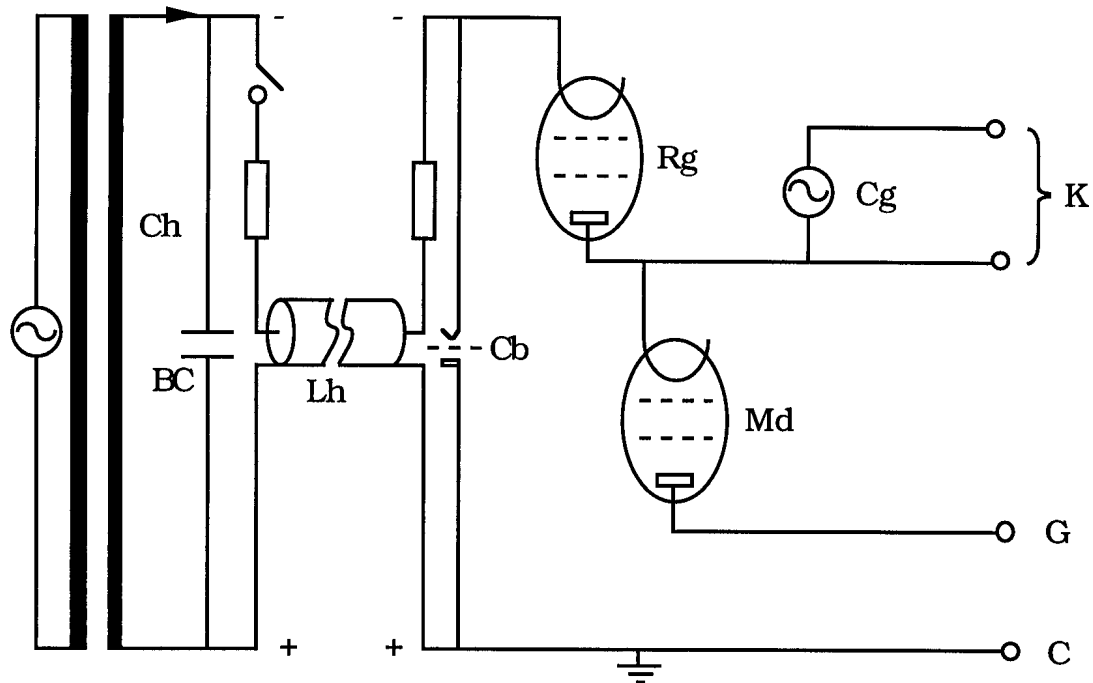


Figure 3.2.2 : Schéma de principe très simplifié du circuit électronique de l'alimentation du gyrotron.

Ch chargeur

BC bancs de capacité

Lh ligne à haute tension

Cb crow-bar

Rg régulateur

Md modulateur

Cg chauffage de la cathode du gyrotron

Electrodes du gyrotron:

cathode (K), anode (G), collecteur (C).

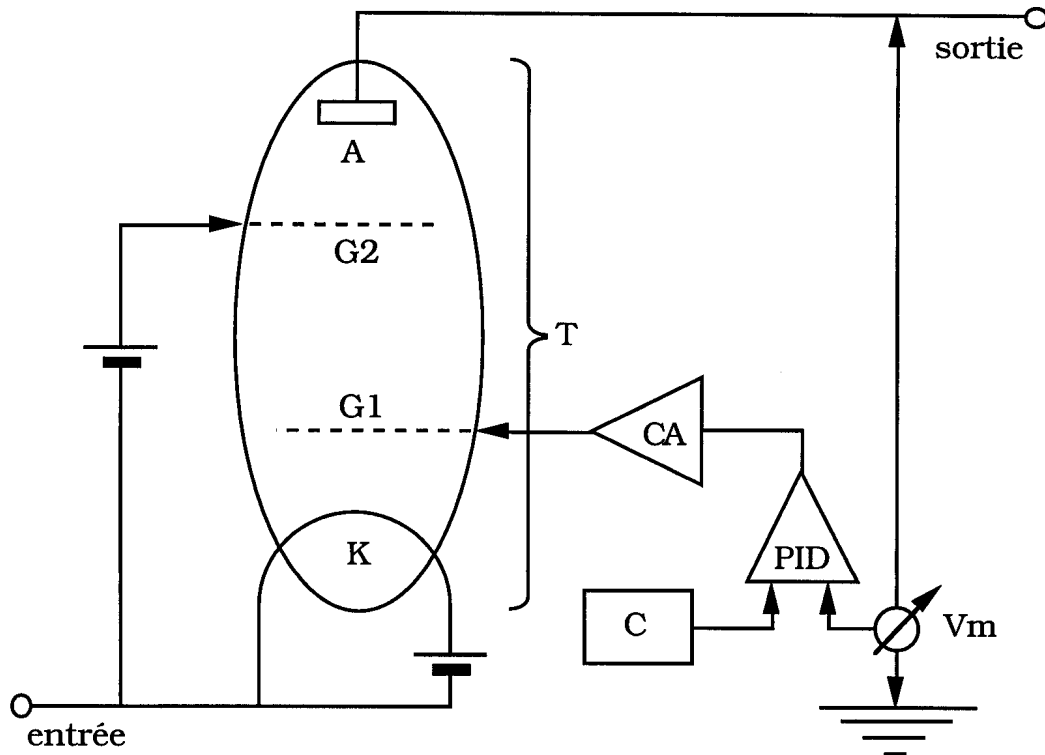


Figure 3.2.3 : Tétrode (T) et circuit de régulation (principe de fonctionnement). La tétrode comprend une cathode chauffée (K), une anode (A), une grille de potentiel fixe (G2) et une grille de régulation (G1). La tension de sortie mesurée (V_m) est comparée à la consigne (C), puis transformée en un signal de commande pour la rétroaction (PID). Ce signal est amplifié dans une chaîne d'amplification à haute tension (CA) avant d'attaquer la grille G1. Le potentiel de G1 a pour effet de modifier l'impédance de la tétrode et de corriger l'erreur sur V_m .

Dans une alimentation à tubes électroniques, le bon fonctionnement de chacun des éléments est primordial. Pourtant, les éléments travaillant à basse tension et dont le potentiel de référence flottant doit être porté à typiquement -90 kV sont exposés à un risque de destruction (arcs, tensions parasites). En particulier, la destruction d'une seule alimentation a pour conséquence la perte de contrôle d'une des tétrodes principales. Les tensions de sortie ont alors un comportement arbitraire. Cet exemple montre l'importance pratique qu'ont les sécurités de surtension et de sur-courant pour ce type d'alimentation.

Il est utile ici de mentionner une façon plus récente et avantageuse d'aborder la régulation de haute tension, qui est appliquée à l'alimentation des gyrotrons à fréquences plus élevées utilisés pour le chauffage du plasma de TCV. L'alimentation de type RHVPS ("Regulated High Voltage Source") [42] est basée sur la technologie du modulateur à étages d'impulsions (éléments solides). Dans une telle alimentation, 2×40 modules semblables sont connectés en série. Chaque module contient un commutateur IGBT ("Insulated Gate Bipolar Transistor"). Le RHVPS est contrôlé par un système électronique digital rapide. Dans ce système modulaire, la défaillance éventuelle d'un étage est automatiquement compensée avec le concours d'autres étages, sans que la tension de sortie ne soit affectée au cours du tir.

3.3 La ligne de transmission quasi-optique

La ligne de transmission transporte l'onde sortant du gyrotron jusqu'au tokamak, la focalise et l'injecte dans l'enceinte de TCV. Une telle ligne peut être réalisée soit à l'aide d'un système de guide d'onde (comme pour TCA [43]), soit à l'aide d'une série de miroirs focalisants, appelée ligne de transmission quasi-optique. La solution du système de guide d'onde contient des éléments de conversion de mode à bande passante étroite (< 1 GHz) et ne peut pas être employée à la fois pour des gyrotrons dont les fréquences sont différentes, tels que ceux autour de 40 GHz disponibles pour les expériences de TCV. Le gyrotron utilisé pour ce travail a une fréquence de 40.33 GHz⁴, alors qu'un autre gyrotron de réserve délivrerait 39 GHz. Une ligne de transmission quasi-optique large-bande a donc été construite pour pouvoir être utilisée aux deux fréquences. Le gyrotron a été placé à une distance de 7.3 m de la fenêtre d'injection de TCV. Cela évite que le champ magnétique du tokamak TCV ne perturbe le faisceau d'électrons du gyrotron. Pour la propagation de l'onde dans l'espace libre, on choisit le mode gaussien (TEM_{00}) en raison de sa divergence minimale. Le mode TE_{02} du guide d'onde à la sortie du gyrotron est transformé en mode gaussien à l'aide d'un coupleur de type Vlasov [44]. Grâce à une légère modification du montage, on a obtenu une efficacité de conversion de mode d'environ 80% (§3.3.2). Le faisceau gaussien est ensuite transporté vers le tokamak à l'aide de 4 grands miroirs focalisants (§3.3.3). Un miroir polarisant oriente la polarisation linéaire de l'onde parallèlement au champ B_ϕ de TCV, ce qui correspond au mode ordinaire (cf §4.1); puis l'onde est focalisée par le dernier miroir pour l'injection dans le tokamak (§3.3.4).

La ligne de transmission est montrée à la figure 3.3.1.

⁴Cette valeur de fréquence est due à une légère déformation de la cavité résonante du gyrotron, survenue avant son implémentation sur TCV.

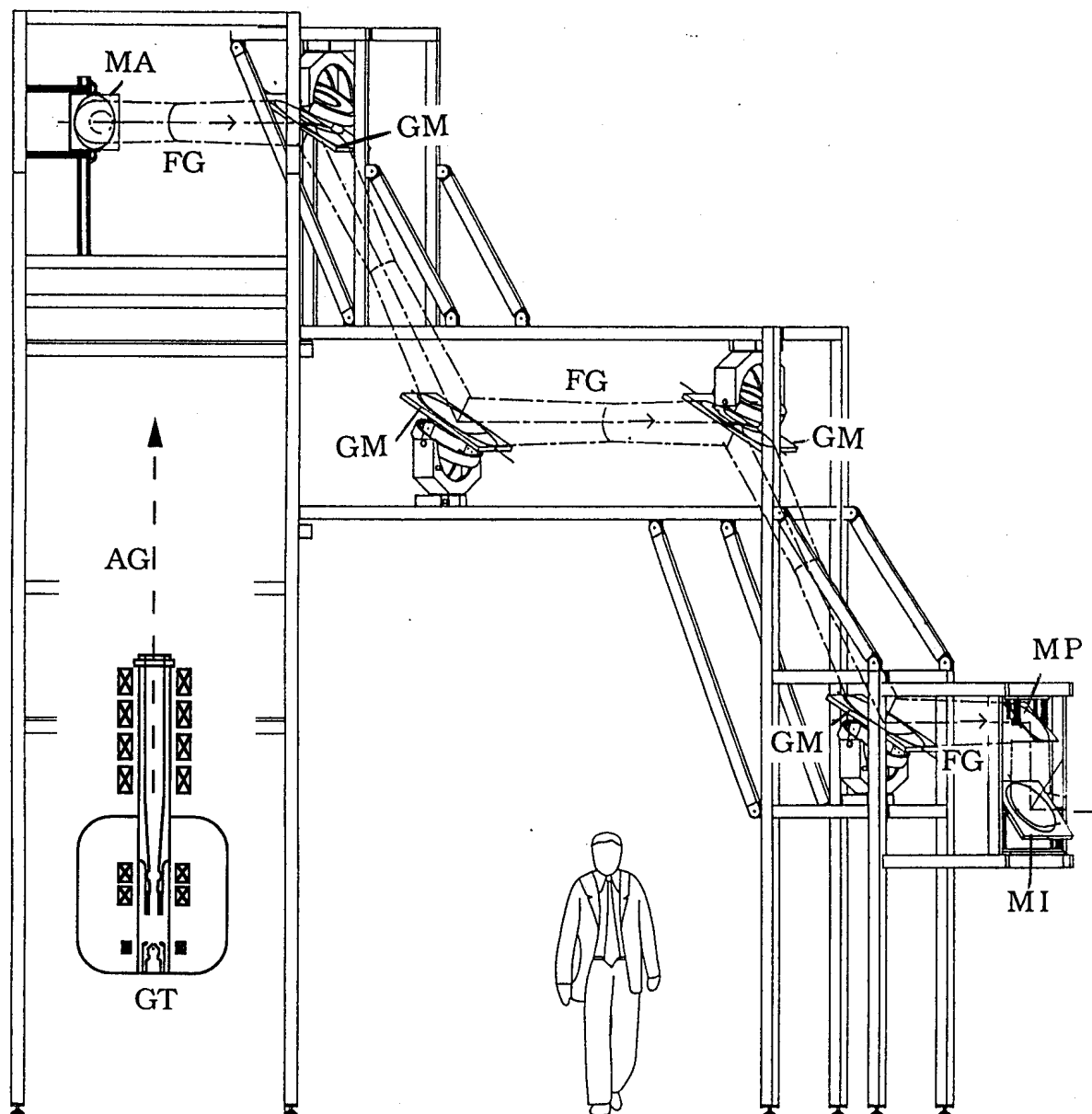


Figure 3.3.1: Ligne de transmission quasi-optique sur TCV. Le tokamak se situe à droite par rapport à la figure.

AG : axe du gyrotron (GT)

FG : faisceau gaussien

MA : miroir astigmatique focalisant

GM : grand miroir focalisant

MP : miroir polariseur (plan)

MI : miroir d'injection dans TCV (focalisant)

Le guide de sortie du gyrotron et le coupleur Vlasov ne sont pas dessinés pour simplifier.

3.3.1 La fenêtre de sortie du gyrotron

Un changement de la fréquence du gyrotron (de 39.2 à 40.33 GHz) est survenu avant son implémentation à TCV. Ceci a eu pour conséquence un changement du coefficient de réflexion de la fenêtre de sortie dont l'épaisseur est fixe. Si la puissance réfléchie dans le gyrotron atteint des proportions importantes, elle modifie l'interaction du faisceau d'électrons avec le champ électromagnétique et altère l'efficacité de génération d'onde. Il est également possible que l'onde réfléchie altère les trajectoires des électrons dans la zone du collecteur. Dans des cas de réflexion excessive, la génération d'onde se termine par un arc dans le gyrotron. L'effet de réflexion de puissance dans le gyrotron a été étudié par Muggli [45]. Pour le gyrotron à 40.33 GHz, le coefficient de réflexion de puissance a été calculé à environ 9%. Afin de vérifier expérimentalement si une adaptation de la fenêtre à la nouvelle fréquence est nécessaire, un disque en téflon a été placé dans le guide d'onde de sortie du gyrotron, à proximité de la fenêtre, à une distance d variable, comme indiqué à la figure 3.3.2.

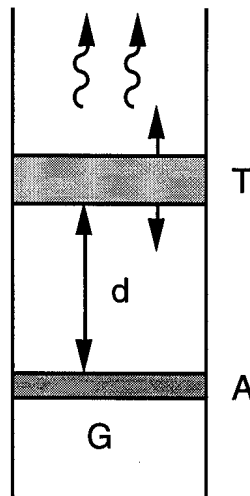


Figure 3.3.2: Position du disque d'adaptation en téflon (T) (4 mm d'épaisseur) par rapport à la fenêtre (A) du gyrotron (G). La distance (d) peut être variée par pas de 0.5 mm.

La figure 3.3.3 montre la puissance et la fréquence de sortie, après le disque en téflon, en fonction de la distance d , ainsi que pour le cas sans le disque en téflon. Sans téflon, la puissance transmise est

légèrement inférieure aux maxima avec téflon. Lorsque d est voisine de 162.5 mm, la fréquence saute du minimum au maximum: un comportement auquel on s'attend pour certaines valeurs du coefficient de réflexion complexe, valeurs généralement proche d'une région instable pour la cavité résonante du gyrotron [45]. Sans le disque en téflon, les expériences indiquent que le coefficient de réflexion se situe dans une région stable. L'introduction du disque améliore ou détériore, selon sa position, l'adaptation de la fenêtre. En position défavorable, il provoque un arc lorsque la puissance atteint une valeur critique située autour de 60 kW. Par ailleurs, il est montré par [45] que le maximum de puissance transmise ne signifie pas nécessairement qu'on a atteint l'optimum d'adaptation de la fenêtre.

En raison de ces considérations, et étant donné que des puissances de sortie jusqu'à 130 kW ont été obtenues sans le disque en téflon, les expériences ont été effectuées par la suite sans adaptation de la fenêtre.

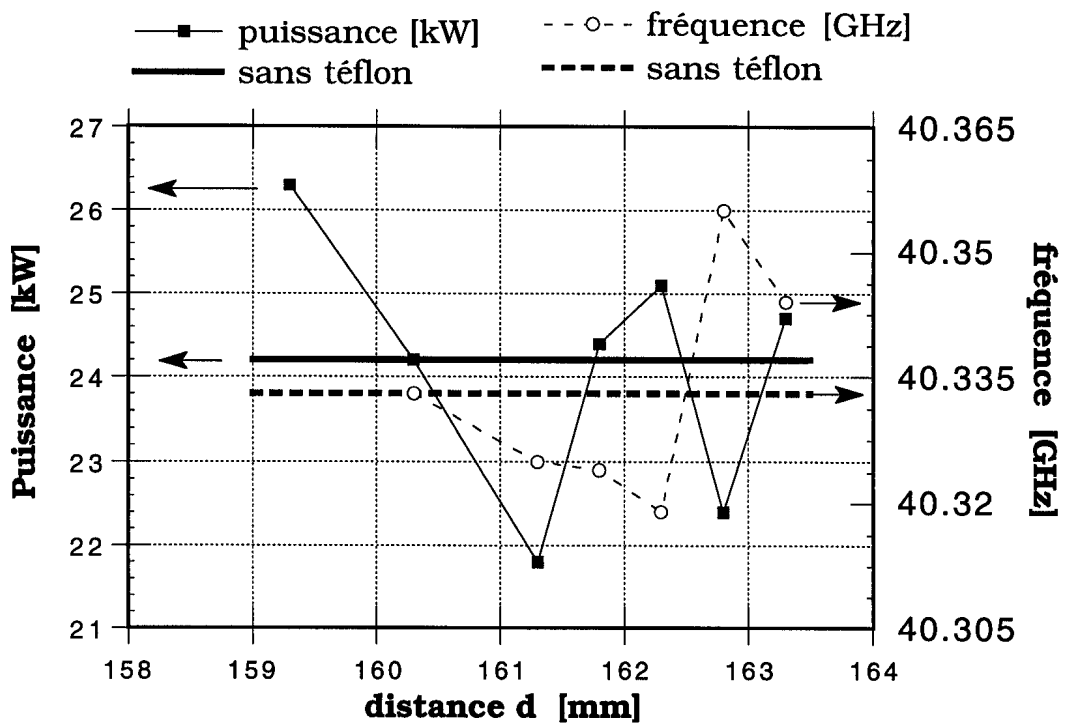


Figure 3.3.3: Puissance (carrés / lignes continues) et fréquence (cercles / lignes en traitillé) de sortie après le disque en téflon, en fonction de la distance d , ainsi que pour le cas sans téflon (lignes larges).

3.3.2 Le coupleur de mode $TE_{02} \rightarrow TEM_{00}$

Le mode TE_{02} du guide d'onde circulaire surmodé en sortie du gyrotron est transformé en mode TEM_{00} de l'espace libre (onde gaussienne), selon un concept d'optique géométrique proposé par Vlasov [44] (figure 3.3.4). L'extrémité du guide d'onde est coupé longitudinalement en son milieu. Le mode TE_{02} sort du guide selon l'angle de Brillouin $\alpha = 15.33^\circ$ par rapport à l'axe du guide et diverge dans l'espace libre. A ce stade, l'onde est polarisée linéairement. On introduit alors un réflecteur dans le plan du champ électrique \mathbf{E} avec, pour ligne focale f , le centre du guide.

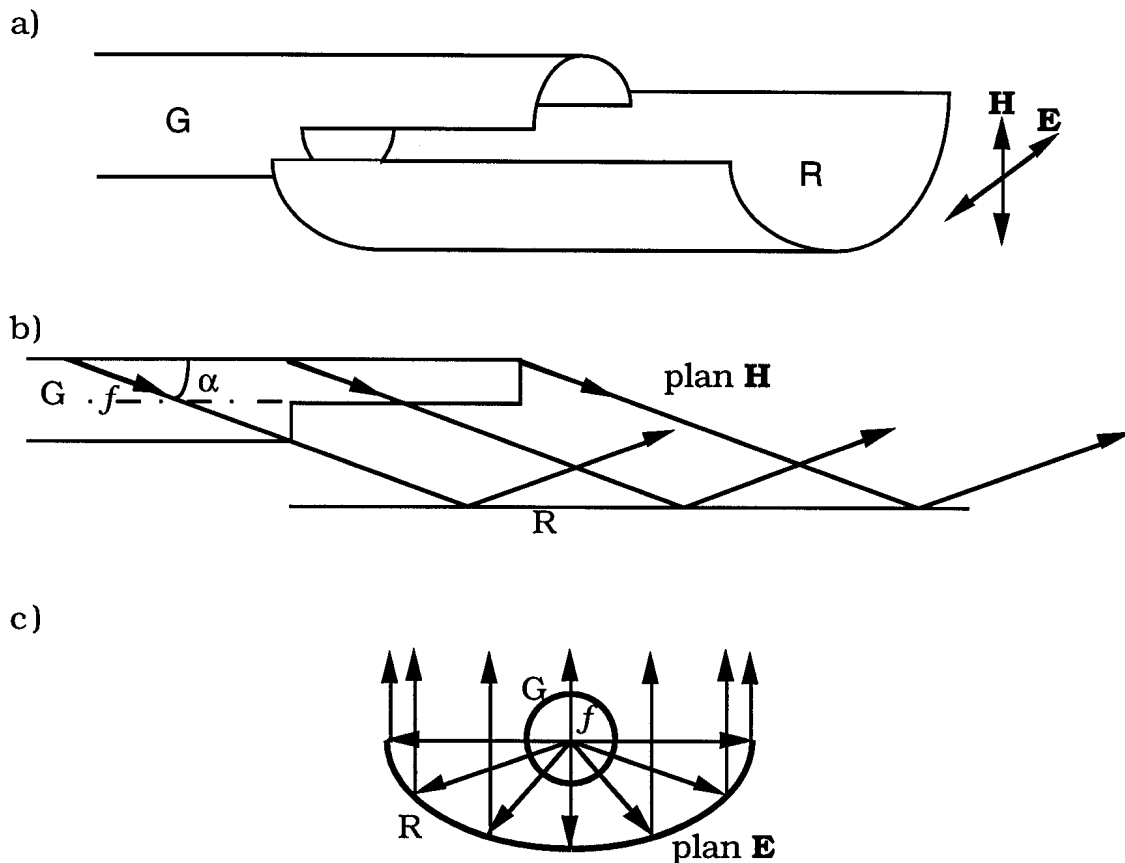


Figure 3.3.4: Coupleur quasi-optique de type Vlasov pour convertir le mode TE_{02} du guide d'onde circulaire en mode TEM_{00} de l'espace libre. a) Vue en perspective. b,c) Plans de polarisation \mathbf{E} et \mathbf{H} . L'onde sortant du guide d'onde (G) selon l'angle $\alpha = 15.33^\circ$ est focalisée dans le plan \mathbf{E} par un réflecteur parabolique (R) avec, pour ligne focale f , le centre du guide.

Vlasov [44] a proposé un réflecteur parabolique pour obtenir une onde approximativement plane. Miyake et al. [46] ont proposé de remplacer le réflecteur parabolique par un réflecteur elliptique focalisant, suivi d'un miroir parabolique pour focaliser l'onde également dans le plan du champ magnétique (plan \mathbf{H}), en admettant une onde incidente approximativement plane dans le plan \mathbf{H} (figure 3.3.5).

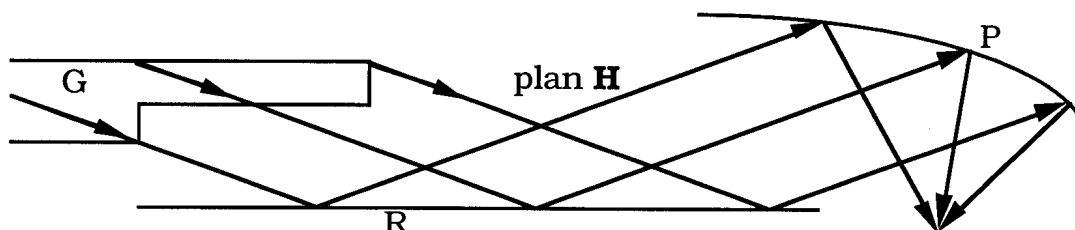


Figure 3.3.5: Coupleur quasi-optique proposé par Miyake et al. Le réflecteur parabolique du coupleur Vlasov est remplacé par un réflecteur elliptique (R) pour focaliser le faisceau sortant du guide d'onde G dans le plan \mathbf{E} . Dans le plan \mathbf{H} , l'onde est focalisée par un miroir parabolique (P).

En réalité, l'onde diverge un peu dans le plan \mathbf{H} . D'autre part, le champ électromagnétique à proximité du coupleur quasi-optique est affecté par la présence de surfaces conductrices (guide d'onde, réflecteurs). Il en résulte une déformation de l'onde et l'apparition de lobes de puissance se détachant du faisceau principal. Lorsqu'on se contente de focaliser l'onde à proximité du coupleur, le procédé de Miyake et al. est satisfaisant. Au-delà de la tache focale, en revanche, les deux lobes supplémentaires s'éloignent rapidement du faisceau et sont perdus lors de la transmission de l'onde à grande distance. Nous avons confirmé ce fait expérimentalement.

Une modification supplémentaire du concept permet d'éviter l'apparition de lobes divergents. En l'absence du miroir parabolique, le champ lointain évolue vers une onde bi-gaussienne, c'est-à-dire de profil gaussien dans les plans \mathbf{E} et \mathbf{H} , mais avec une taille et une divergence de faisceau différentes dans chaque plan. L'onde bi-gaussienne qui se propage selon une direction \mathbf{z} est décrite par son champ (électrique) scalaire u (champ polarisé linéairement), selon l'expression (A12) de l'annexe A. Selon la convention adoptée, les rayons de tache du champ ($w_x(z)$, $w_y(z)$) désignent les distances perpendiculaires à l'axe \mathbf{z} auxquelles u vaut $1/e$ fois sa valeur sur

l'axe (A13).

Comme la divergence la plus importante est dans le plan **E** où la taille du faisceau est la plus petite, on peut trouver une distance selon z à laquelle la section du faisceau devient circulaire. Cette distance a été déterminée expérimentalement (figure 3.3.6). A cet endroit, il suffit de placer un miroir de forme approximativement ellipsoïdale (astigmatique) pour convertir l'onde bi-gaussienne en onde gaussienne (cf annexe A). Sur le miroir, le rayon de tache du champ est de 64 mm; le rayon de courbure du faisceau incident est de 692 mm dans le plan **E** et 1319 mm dans le plan **H**; le rayon de courbure du faisceau gaussien en sortie est de 4166 mm. Notons que ce miroir se trouve à une distance beaucoup plus grande du coupleur Vlasov que ne l'aurait été un miroir parabolique. On peut ainsi convertir l'onde bi-gaussienne en onde gaussienne avec des pertes négligeables. Il en résulte une efficacité totale du convertisseur ($TE_{02} \rightarrow$ bi-gaussienne $\rightarrow TEM_{00}$) d'environ 80%.

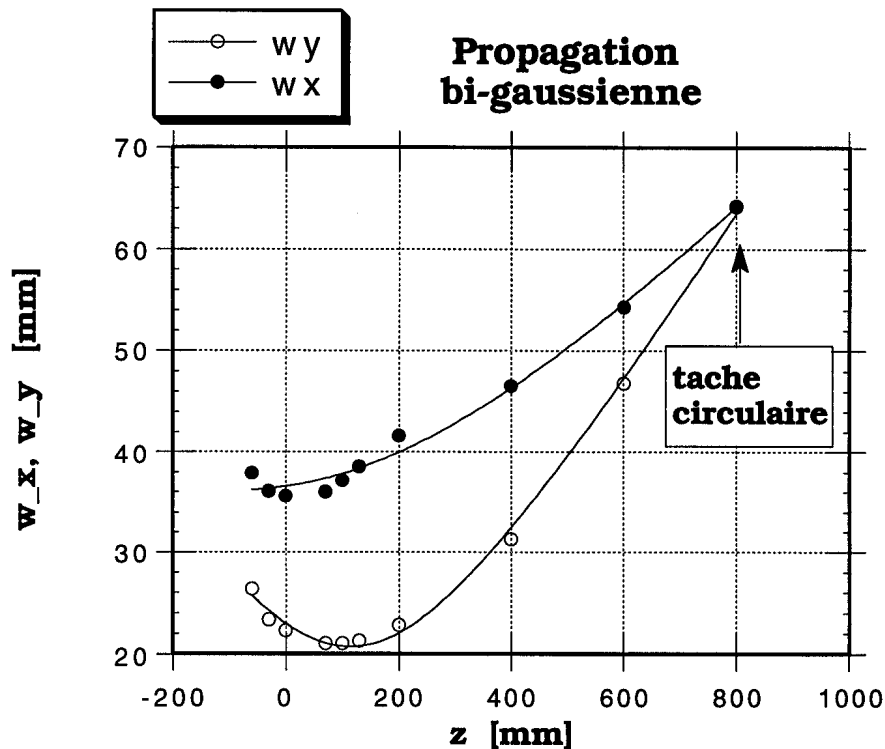


Figure 3.3.6: Mesure des "rayons" de tache du faisceau bi-gaussien, w_x dans le plan **E** (cercles vides), et w_y dans le plan **H** (cercles pleins), en fonction de la distance z selon l'axe du faisceau. La propagation du faisceau est également représentée par les courbes de régression pour l'expression (A13) (lignes continues).

3.3.3 Le transport à distance de l'onde

Lors de la réalisation de la ligne de transmission quasi-optique large-bande, il est important de disposer les miroirs à des positions fixes, alors que la fréquence varie. Pour cela, on choisit une solution des équations de lentilles pour faisceau gaussien qui soit indépendante de la fréquence (système confocal) [47].

On veut également minimiser le nombre de miroirs nécessaires et donc la divergence du faisceau, en choisissant la dimension des taches focales aussi grande que possible. La solution adoptée résulte d'un compromis avec la taille limitée des miroirs. On compte 4 grands miroirs identiques, en forme d'ellipse de révolution, avec une distance focale de 1.085 m chacun. Chaque miroir, d'une taille de 40×68 cm, couvre un diamètre de faisceau correspondant à 4 fois le rayon de tache du champ. Ces miroirs transportent l'onde jusqu'à proximité du miroir focalisant chargé de l'injection dans le tokamak. La propagation des rayons de tache du faisceau est calculée dans la figure 3.3.7.

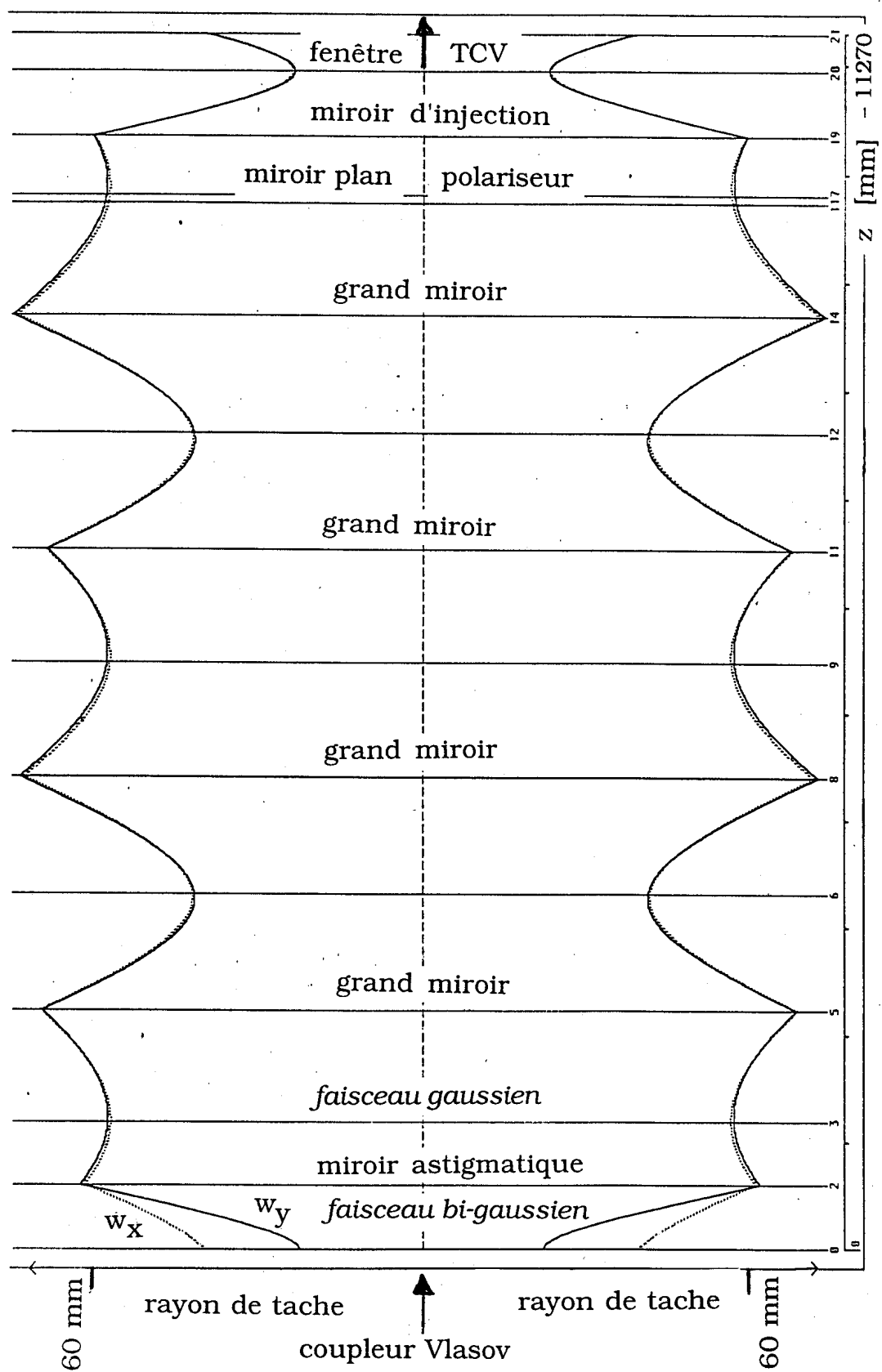


Figure 3.3.7: Calcul de propagation des rayons de tache du champ pour toute la ligne de transmission.

3.3.4 Injection et polarisation de l'onde

La tache focale après le miroir d'injection (dernier miroir focalisant) est ajustée dans le queusot d'injection. On assure ainsi une distance suffisante entre la fenêtre d'injection et le miroir, tout en évitant l'obstruction du faisceau par le queusot. L'injection de l'onde dans le tokamak se fait selon un angle toroïdal de $\Phi_{inj} = 5^\circ$ par rapport à la direction selon le grand rayon du tokamak, afin d'éviter que la paroi intérieure du tokamak ne réfléchisse l'onde vers la ligne de transmission. En vue depuis le haut (schématisée par la figure 3.3.8), la ligne de transmission forme un angle horizontal de $\alpha_p = 18.76^\circ$ entre l'axe de propagation du côté du gyrotron et l'axe d'injection dans TCV. Par conséquent, la polarisation du faisceau est changée du même angle α_p , et une composante indésirable de polarisation perpendiculaire au champ magnétique B_ϕ apparaît (cf §4.1). Pour corriger la polarisation de l'onde, un polariseur (miroir plan corrugué) est placé juste avant le miroir d'injection.

En fonction de l'orientation des corrugations du polariseur (angle ϕ par rapport à l'horizontale), on varie simultanément l'angle α et l'ellipticité ε de la polarisation [48],

$$\varepsilon = \tan \beta = E_b/E_a, \quad (3.3.1)$$

où E_a et E_b sont, respectivement, les composantes du champ électrique selon le grand et le petit axe de l'ellipse de polarisation.

Cette géométrie est montrée à la figure 3.3.9.

La période de corrugation doit être choisie assez grande pour permettre d'obtenir l'angle α souhaité, mais pas trop grande pour éviter un effet de diffraction d'onde. Le polariseur utilisé a un profil de corrugation sinusoïdal d'une période de 0.6 mm et d'une profondeur de 1.27 mm. Les paramètres α et β ont été mesurés en fonction de ϕ (schéma de montage: figure 3.3.10; résultats: figure 3.3.11). La puissance est mesurée, après réflexion, selon un plan de polarisation décrivant un angle ϑ variable (0° à 360°) par rapport au plan de polarisation de l'onde incidente. On obtient ainsi la courbe de régression de la fonction

$$P(\vartheta; a, b, \vartheta_0) = [a \sin(\vartheta - \vartheta_0)]^2 + [b \cos(\vartheta - \vartheta_0)]^2, \quad (3.3.2)$$

avec, pour paramètres, les axes d'ellipse a , b et l'angle du grand axe ϑ_0 . On peut alors appliquer les relations suivantes:

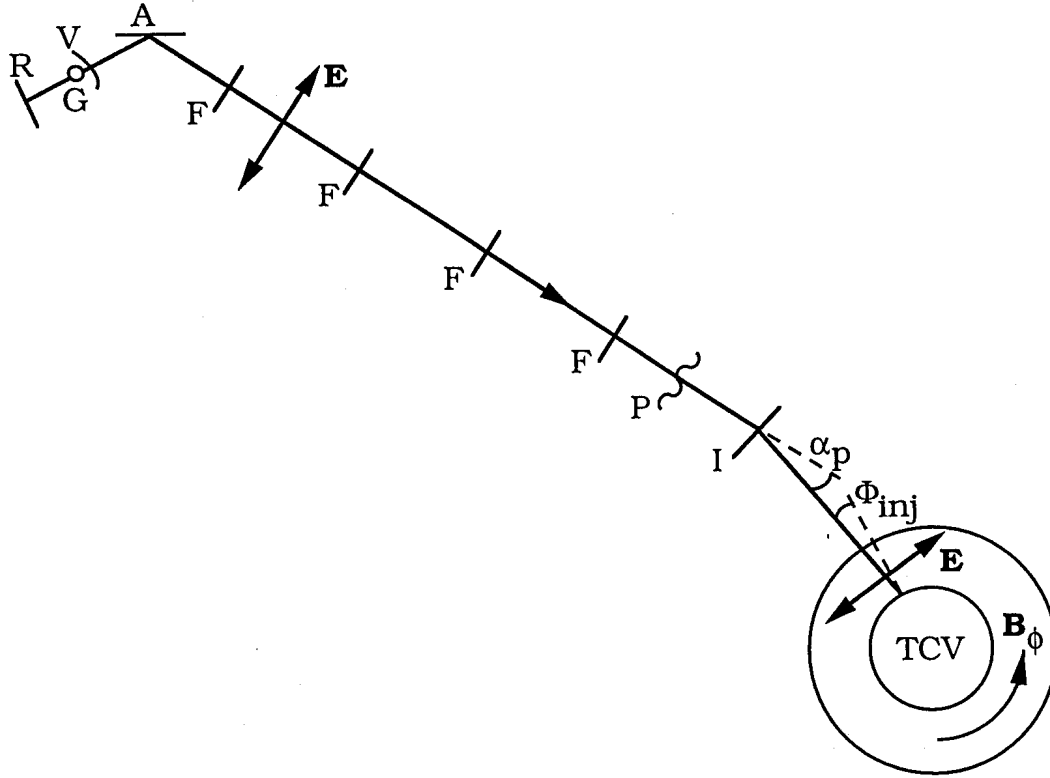


Figure 3.3.8: Schéma de la ligne de transmission vue depuis le haut, y compris l'injection dans le tore.

- G : axe du gyrotron
- V : réflecteur elliptique du coupleur Vlasov
- R : miroir plan redirigeant le faisceau sur A
- A : miroir astigmatique
- F : grand miroir focalisant (transport de l'onde)
- P : miroir polariseur
- I : miroir focalisant d'injection
- \mathbf{E} : polarisation de l'onde
- \mathbf{B}_ϕ : champ magnétique toroïdal de TCV
- $\alpha_p = 18.76^\circ$
- $\Phi_{inj} = 5^\circ$

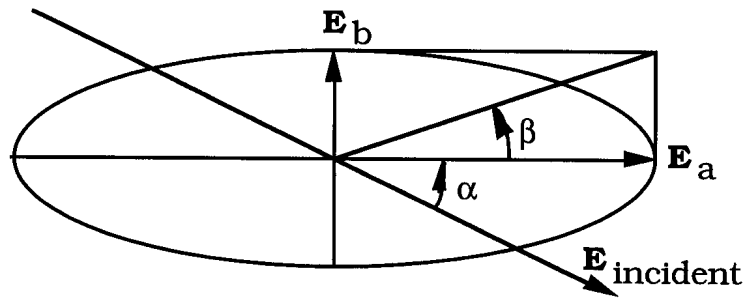


Figure 3.3.9: Géométrie de la polarisation suite à la réflexion d'une onde incidente polarisée linéairement ($\mathbf{E}_{\text{incident}}$) sur le miroir polariseur. Le réseau des corrugations est orienté selon un angle ϕ par rapport à l'horizontale. L'onde est réfléchie en polarisation elliptique, avec le grand axe E_a et le petit axe E_b .

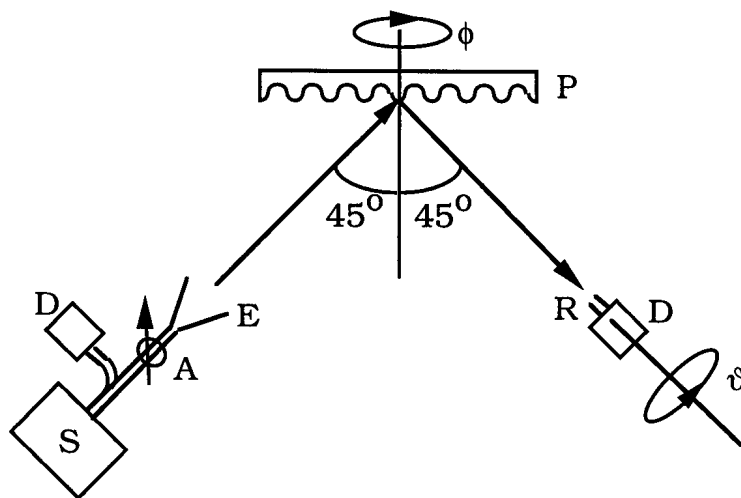


Figure 3.3.10: Schéma de montage pour la mesure des paramètres α et β en fonction de ϕ .

- S : source micro-onde (40 GHz, 100 mW)
- D : détecteur de puissance micro-onde
- A : atténuateur variable
- E : émetteur d'onde
- P : polariseur
- R : récepteur d'onde

$$\alpha(\phi) = \vartheta_O(\phi) - \vartheta_O(\phi=0) \quad (3.3.3)$$

$$P_O(\phi) = a^2 + b^2 = \text{constante \{puissance totale\}} \quad (3.3.4)$$

$$\text{tg } \beta(\phi) = b/a = E_b / E_a \quad (3.3.5)$$

$$\alpha(180^\circ + \phi) = -\alpha(180^\circ - \phi) \quad (3.3.6)$$

$$\beta(180^\circ + \phi) = +\beta(180^\circ - \phi) \quad (3.3.7)$$

(3.3.6) et (3.3.7) sont facilement démontrables et ont été confirmés expérimentalement.

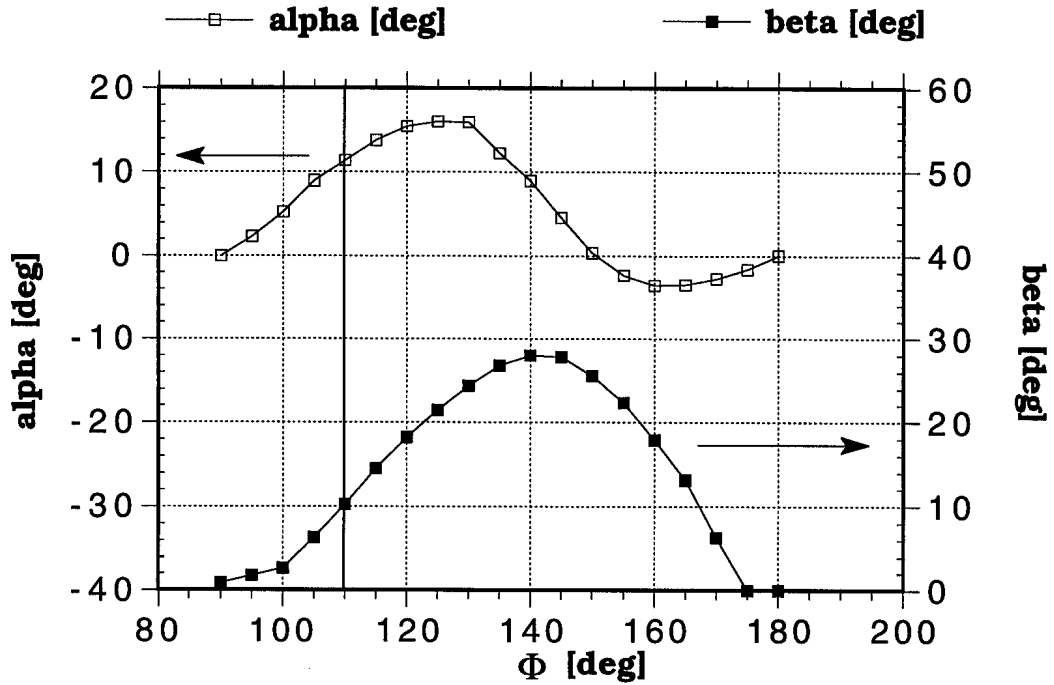


Figure 3.3.11: Angles α et β mesurés en fonction de ϕ . Le trait vertical indique l'angle ϕ choisi pour le montage dans la ligne de transmission. Pour cette valeur, la puissance injectée dans TCV en mode O est environ 91% de la puissance incidente provenant du gyrotron.

4 Production de plasma dans TCV par onde EC

Les limites du claquage inductif (sans onde EC, cf §2.3.1) sont données par la relation (2.3.19). La fenêtre de pression p , dans laquelle le claquage est possible, est d'autant plus étroite que la longueur de connexion L (2.3.18) est courte. D'autre part, il existe une limite inférieure du champ électrique E_ϕ en fonction de L .

On peut cependant ioniser le gaz neutre à l'aide d'une source d'onde EC. Cela permet d'appliquer un champ E_ϕ plus bas que sans EC et d'élargir la fenêtre de pression [4]. En particulier, le gaz peut être ionisé et chauffé sans le champ électrique induit par le transformateur ($E_\phi = 0$, ECBD, "Electron Cyclotron BreakDown"). Ce cas est traité dans le présent chapitre. Le cas $E_\phi \neq 0$ est traité au chapitre 5.

Le mécanisme d'ECBD peut être comparé à celui de l'ionisation par le champ électrique induit par le transformateur (§2.3.1). On remplace le champ \mathbf{E}_ϕ par le champ électrique $\mathbf{E}(\mathbf{r})e^{i\omega t}$ de l'onde électromagnétique monochromatique de pulsation ω . Une partie de l'énergie de l'onde est cédée aux électrons libres (absorption). Les électrons ainsi accélérés ionisent des atomes neutres (avalanche). L'ECBD a été modélisé par Anisimov et al. [11], Peng et al. [14] et Maroli et Petrillo [17]. Un modèle plus récent peut être obtenu à partir du cas plus général ($E_\phi \neq 0$) traité par Lloyd et al. [5]. Dans tous ces travaux théoriques, les dimensions spatiales n'ont pas été considérées (sauf pour quelques effets traités à 1 dimension).

4.1 Modèle de l'absorption d'onde

4.1.1 Absorption à la fréquence cyclotron électronique

La théorie de la propagation et de l'absorption d'une onde cyclotron électronique dans un plasma de température finie est donnée par Bornatici et al. [49] et Erckmann et Gasparino [50]. Le comportement de l'onde est décrit par le système d'équations Maxwell-Vlasov (3.1.3), dans lequel le champ magnétique statique \mathbf{B}_0 est à remplacer par le champ toroïdal \mathbf{B}_ϕ . A l'inverse de l'instabilité maser cyclotron électronique décrite au paragraphe 3.1.1, l'onde cède de l'énergie aux électrons. L'absorption a lieu dans le voisinage d'une harmonique $n=1,2,3,\dots$ de la fréquence cyclotron électronique $\frac{\omega_{ce}}{2\pi}$ (3.1.1). A la condition (3.1.2) s'ajoute l'effet Doppler longitudinal, lorsque le vecteur d'onde \mathbf{k} forme un angle θ avec \mathbf{B}_ϕ de sorte que $\theta \neq \pi/2$:

$$\omega \approx n\omega_{ce} + k_{\parallel}v_{\parallel}, \quad (4.1.1)$$

où k_{\parallel} , v_{\parallel} sont les composantes de \mathbf{k} et de la vitesse électronique \mathbf{v} parallèles à \mathbf{B}_ϕ . La résolution du système (3.1.3) se fait habituellement dans l'approximation d'un plasma homogène, en fonction des paramètres locaux. On trouve deux modes de propagation possibles, déterminés par leur limite de basse densité d'électrons ($n_e \rightarrow 0$): le mode ordinaire (O) dont la polarisation pour $\theta \rightarrow \pi/2$ est parallèle à \mathbf{B}_ϕ , et le mode extraordinaire (X) dont la polarisation pour $\theta \rightarrow \pi/2$ est perpendiculaire à \mathbf{B}_ϕ . Ces modes sont propageants lorsque l'indice de réfraction $N = ck/\omega$ satisfait la condition:

$$N^2 > 0. \quad (4.1.2)$$

Dans le cas contraire, ils sont en coupure (onde évanescence).

L'approche la plus simple consiste à admettre un plasma "froid" (température électronique nulle) [par exemple 51]. En propagation perpendiculaire à \mathbf{B}_ϕ , $\theta \approx \pi/2$, cette approche nous donne, effets de résonance mis à part, une bonne approximation pour la condition de propagation (4.1.2). Pour le mode O, on a:

$$N_{\perp 0}^2 = 1 - \bar{\omega}_{pe}^2 > 0, \quad (4.1.3)$$

où $\bar{\omega}_{pe} = \frac{\omega_{pe}}{\omega}$, $\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}}$, $\frac{\omega_{pe}}{2\pi}$ étant la fréquence plasma, et ϵ_0 la constante diélectrique du vide. Pour le mode X, on a la relation d'Appleton-Hartree:

$$N_{\perp X}^2 = \frac{[1 + \bar{\omega}_{ce} - \bar{\omega}_{pe}^2][1 - \bar{\omega}_{ce} - \bar{\omega}_{pe}^2]}{1 - \bar{\omega}_{ce}^2 - \bar{\omega}_{pe}^2} > 0, \quad (4.1.4)$$

avec $\bar{\omega}_{ce} = \frac{\omega_{ce}}{\omega}$. On en déduit que la propagation du mode X est possible si

$$\bar{\omega}_{pe}^2 < 1 - \bar{\omega}_{ce} \quad (4.1.4a)$$

ou

$$1 - \bar{\omega}_{ce}^2 < \bar{\omega}_{pe}^2 < 1 + \bar{\omega}_{ce}. \quad (4.1.4b)$$

L'approche du plasma froid prédit également la présence d'une résonance de l'onde ($N \rightarrow \infty$): la résonance hybride supérieure ($\omega^2 = \omega_{ce}^2 + \omega_{pe}^2$). Cependant, cette théorie ne permet pas de calculer l'absorption d'onde. Cela nous amène à considérer une température électronique finie (approche cinétique) [49]. Dans cette approche, on retrouve la condition de résonance onde-particules (4.1.1) avec $n \geq 1$.

Les résonances onde-particules (4.1.1) aux harmoniques $n=1,2$, la résonance hybride supérieure, ainsi que les coupures sont représentées à la figure 4.1.1. Par mesure de simplification, nous appelons les résonances onde-particules des résonances, lorsqu'aucune confusion avec la résonance d'onde ne peut apparaître.

La théorie de l'absorption d'onde a été traitée en détail [49] pour le cas d'une distribution de vitesse électronique $f(v)$ en équilibre thermique de température T_e (maxwellienne):

$$f(v) \propto v^2 \exp \left[- \left(\frac{v}{c\beta_t} \right)^2 \right], \quad (4.1.5)$$

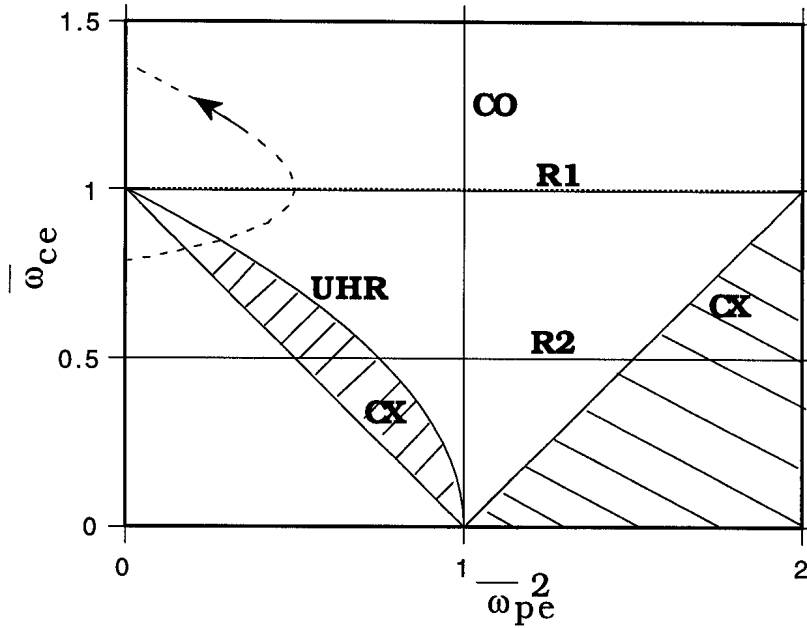


Figure 4.1.1: Diagramme des résonances et coupures des modes O et X, en propagation perpendiculaire à \mathbf{B}_ϕ . Les zones hachurées sont inaccessibles au mode X. En traitillé, un exemple de trajectoire du mode O est montré, en injection dans TCV depuis le côté bas-champ et avec la position $\omega = \omega_{ce}$ au centre du plasma.

Résonances onde-particules:

R1 : $n=1$, fondamentale

R2 : $n=2$

UHR : résonance hybride supérieure

CO : coupure (mode O) (4.1.3)

CX : coupures (mode X) (4.1.4)

où $\beta_t = \sqrt{\frac{2k_B T_e}{m_e c^2}}$, k_B est la constante de Boltzmann et c la vitesse de la lumière. Le coefficient d'absorption α est défini par

$$\alpha = 2 \operatorname{Im}(\mathbf{k}) \cdot \hat{\mathbf{I}}, \quad (4.1.6)$$

où $\hat{\mathbf{I}}$ est le vecteur unité en direction du flux de puissance total, et $\operatorname{Im}(\mathbf{k})$ la partie imaginaire de \mathbf{k} . Après intégration le long de la

trajectoire d'onde Γ_ω , il en résulte l'épaisseur optique τ ,

$$\tau = \int_{\Gamma_\omega} \alpha \, dl, \quad (4.1.7)$$

et la fraction ψ de puissance non absorbée,

$$\psi = e^{-\tau}. \quad (4.1.8)$$

Dans le cadre de ce travail, seules les harmoniques $n=1,2$ (modes "On" et "Xn") sont discutées, les épaisseurs optiques à $n \geq 3$ étant beaucoup plus faibles qu'à $n \leq 2$, pour le domaine de T_e qui nous concerne.

Pour simplifier par la suite l'évaluation de l'épaisseur optique τ (4.1.7), il est utile de définir deux limites de densité [49]: le régime de plasma raréfié, dans lequel la susceptibilité du plasma est petite devant 1, et le régime de densité finie, dans lequel la susceptibilité du plasma est grande devant 1.

L'effet Doppler longitudinal peut avoir de l'importance pour le calcul de l'épaisseur optique, même si l'axe du faisceau à l'injection est perpendiculaire à \mathbf{B}_ϕ ($\theta = \pi/2$), à cause de l'angle de divergence fini du faisceau. De plus, si le plasma n'est pas optiquement épais ($\tau < 2$), l'onde n'est pas complètement absorbée au premier passage et acquiert, après réflexion aux parois, un angle $\theta \neq \pi/2$ par rapport à \mathbf{B}_ϕ . Au cas où le plasma n'est pas optiquement mince ($\tau > 1$), l'effet de ces réflexions est certes moins grand que pour $\tau < 1$, car une plus grande fraction de la puissance est absorbée au premier passage; cependant, la réfraction de l'onde par le plasma implique une modification significative des propriétés de propagation de l'onde autour de la résonance cyclotron. Dans tous les cas mentionnés ici et pour un angle d'injection typique $\theta_{inj} \approx \pi/2$, le comportement de l'onde autour de la résonance cyclotron est fortement altérée par rapport à la géométrie d'injection, $|\cos \theta_{inj}| \ll \text{Re}(N) |\cos \theta|$, où $\text{Re}(N)$ est la partie réelle de N . Une estimation typique nous donne [17]:

$$\text{Re}(N) |\cos \theta| \sim 0.2. \quad (4.1.9)$$

Dans le régime de température électronique T_e qui nous concerne, $k_B T_e < 100$ eV, on a $\beta_t < 0.02$. Dans ce cas, les angles θ tels que $|\theta - \pi/2| > 1^\circ$ satisfont la condition de propagation oblique [49]:

$$Re(N) |\cos\theta| > \beta_t. \quad (4.1.10)$$

En propagation oblique, l'effet Doppler longitudinal est significatif. Il est montré dans [49] qu'une analyse non-relativiste des résonances cyclotron est en général adéquate. Quant à la plage d'angle étroite ne satisfaisant pas la condition (4.1.10), elle n'a pas besoin d'être considérée séparément. En général, avec $n \leq 2$, on est confronté à une onde en propagation à grand angle θ (proche de $\pi/2$) [49]:

$$\cos^2\theta < (2n)^{-2}. \quad (4.1.11)$$

Cette condition s'applique, en particulier, pour TCV, TCA [18] et ITER. Pour des valeurs de θ remplissant les conditions (4.1.10–11), on obtient l'épaisseur optique $\tau_n^{(O)}$ pour le mode O et $\tau_n^{(X)}$ pour le mode X ($n \leq 2$), comme suit:

Mode: Epaisseur optique τ :

$$O1 \quad \pi^2 \sqrt{1 - \frac{\bar{\omega}_{pc}^2}{1 + \cos^2\theta}} \bar{\omega}_{pc}^2 \beta_t^2 \frac{(1 + 2\cos^2\theta)^2 \sin^4\theta}{(1 + \cos^2\theta)^3} \bar{L}, \quad (4.1.12a)$$

$$X1 \quad \begin{aligned} & \pi^2 \bar{\omega}_{pc}^2 (1 + \cos^2\theta) \bar{L} \quad \text{pour } \bar{\omega}_{pc}^2 < 2\beta_t N' |\cos\theta|, \\ & \pi^2 \left[(2 - \bar{\omega}_{pc}^2) \left(1 + (1 - \bar{\omega}_{pc}^2) \cos^2\theta \right) \right]^{5/2} \frac{(1 + \bar{\omega}_{pc}^2)^2}{\bar{\omega}_{pc}^2} \beta_t^2 \cos^2\theta \bar{L} \\ & \quad \text{pour } \bar{\omega}_{pc}^2 > 2\beta_t N' |\cos\theta|, \end{aligned} \quad (4.1.12b)$$

$$O2 \quad 2\pi^2 \bar{\omega}_{pc}^2 \beta_t^2 \sin^2\theta (1 + \cos^2\theta) N_{\perp O}^5 \cos^2\theta \bar{L}, \quad (4.1.12c)$$

$$X2 \quad 2\pi^2 \bar{\omega}_{pc}^2 \beta_t^2 \sin^2\theta (1 + \cos^2\theta) N_{\perp X} \left(1 + \frac{\bar{\omega}_{pc}^2}{6 - 2\bar{\omega}_{pc}^2} \right)^2 \bar{L}, \quad (4.1.12d)$$

avec $\bar{\omega}_{pc} = \frac{\omega_{pe}}{\omega_{ce}}$, $\bar{L} = \frac{R_{EC}}{\lambda \sin\theta \cos\varphi}$, où R_{EC} est le grand rayon de la résonance, $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$ et φ est l'angle d'injection poloïdal par rapport à l'horizontale, $N' = \text{Re}(N)$, et $N_{\perp O}$, $N_{\perp X}$ sont les indices de réfraction définis dans les relations (4.1.3-4). On constate que l'expression (4.1.12b) pour le cas d'un plasma raréfié ($\bar{\omega}_{pc}^2 < 2\beta_t N' |\cos\theta|$) est la seule des 4 expressions (4.1.12) à ne pas contenir le facteur thermique $\beta_t^2 \propto T_e$. Le mode X1 est donc le mode le plus fortement absorbé dans un plasma raréfié avec $\beta_t < 0.02$; il joue un rôle important pour déclencher une avalanche d'ionisation (ECBD). Pour les autres modes, dans le même régime de β_t et $\bar{\omega}_{pc}^2$, on a $\tau_2^{(O)} \ll \tau_1^{(O)} \sim \tau_2^{(X)}$ pour $\cos^2\theta \ll 1$.

4.1.2 Génération d'onde électrostatique

Jusqu'ici, seuls les modes électromagnétiques ont été discutés: ce sont les deux modes de polarisation possibles pour une onde injectée dans le tokamak. Il est également possible d'obtenir un couplage entre une onde électromagnétique et une onde électrostatique ($\mathbf{E} \parallel \mathbf{k}$), si les nombres d'onde respectifs, $k_{(1)}(\omega)$ et $k_{(2)}(\omega)$, sont suffisamment rapprochés (dégénérescence des modes):

$$|k_{(1)}(\omega) - k_{(2)}(\omega)| L_N < 1, \quad (4.1.13)$$

où L_N est la longueur caractéristique radiale de variation de l'indice de réfraction. Un tel couplage a lieu entre le mode X1 et l'onde de Bernstein électronique (EBW, "Electron Bernstein Wave"), lorsque le mode X1 s'approche, depuis la résonance cyclotron (ECR), de la position radiale satisfaisant la relation

$$\bar{\omega}_{uh}^2 = 1, \quad (4.1.14)$$

où $\bar{\omega}_{uh}^2 = \bar{\omega}_{ce}^2 + \bar{\omega}_{pe}^2$. Ce couplage est d'intérêt lorsque le mode X en propagation depuis le côté haut-champ n'est pas complètement absorbé à l'ECR ($\tau_1^{(X)} < 2$). Selon la théorie du plasma chaud, la position (4.1.14) est un point de rebroussement, que l'on appellera "UHP" ("Upper Hybrid turning Point"). Le processus de conversion de mode

à l'approche de l'UHP est schématisé à la figure 4.1.2. Le mode X est converti en onde EBW qui se propage en sens opposé (UHP \rightarrow ECR). La partie réelle de la composante de \mathbf{k} de l'EBW selon le grand rayon, k_R , diminue fortement lorsque $\bar{\omega}_{ce} \rightarrow 1$, ce qui entraîne une déviation de l'EBW dans la direction parallèle à \mathbf{B}_ϕ , de sorte que l'onde acquière une trajectoire toroïdale décrivant un angle ϕ autour de l'axe du tokamak [52]. L'EBW qui est fortement absorbée à l'approche de l'ECR, dépose la totalité de son énergie entre l'UHP et l'ECR.

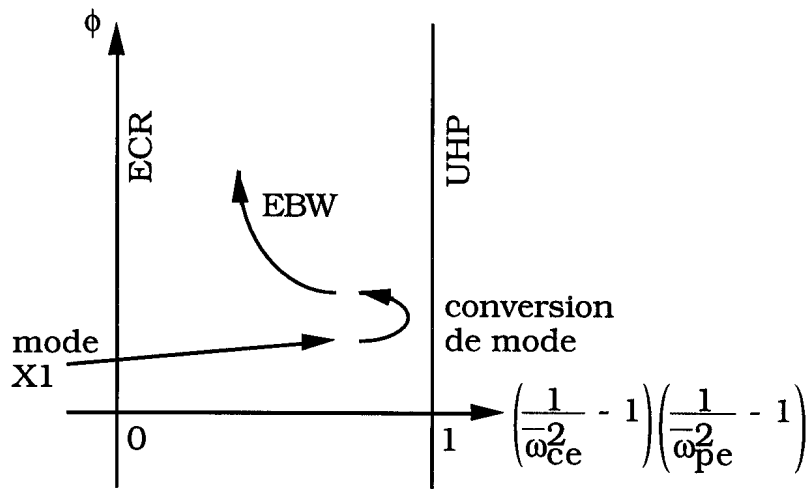


Figure 4.1.2: Schéma de propagation et de conversion du mode X1 en onde EBW, entre la résonance $\bar{\omega}_{ce}^2 = 1$ (ECR) et le point de rebroussement $\bar{\omega}_{uh} = 1$ (UHP). L'angle ϕ que parcourt l'onde toroïdalement autour de l'axe du tokamak est suggéré qualitativement.

Pour décrire les phénomènes de conversion de mode, de coupure et d'onde évanescence, le système d'équations Maxwell-Vlasov (3.1.3) doit être résolu pour le volume de plasma dans lequel ces phénomènes ont lieu, avec les conditions aux limites adéquates (modèle d'onde globale, par opposition à l'approximation de plasma homogène). On obtient ainsi le champ électrique et sa phase pour la somme de toutes les ondes (incidente, transmise et réfléchie). La résolution générale des équations pour le champ électrique a été modélisée dans une géométrie simplifiée à 1 dimension (radiale) [53]. Le modèle peut être simplifié davantage si on considère, pour les harmoniques $n \leq 2$, l'approximation de petit rayon de Larmor ρ_L

des électrons ("modèle local" utilisé dans le code "ISMENE" [53]):

$$k_{\perp}^2 \rho_L^2 \ll 1, \quad (4.1.15)$$

où k_{\perp} est la composante de \mathbf{k} perpendiculaire à \mathbf{B}_{ϕ} , et

$$\rho_L = \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_e \omega_{ce}^2}}. \quad (4.1.16)$$

Dans le cas de TCV, on a $k_{\perp} < 4 \cdot 10^4 \text{ m}^{-1}$. Si $k_B T_e < 200 \text{ eV}$, le modèle local (4.1.15) est valable en dehors de la résonance ECR. Afin d'obtenir une résolution spatiale au-dessous d'une demi longueur d'onde⁵, tout en évitant un effort numérique excessif, on est amené à se limiter à une zone de plasma ne contenant pas le voisinage de l'ECR. Notons que le modèle à 1 dimension ne tient pas compte des effets géométriques de propagation de l'EBW (déviations en direction parallèle à \mathbf{B}_{ϕ}). Par conséquent, il ne permet pas d'évaluer l'absorption de l'EBW à l'approche de l'ECR. Une autre limitation est liée à l'utilisation d'un modèle non-collisionnel (3.1.3). Lorsque le mode X1 s'approche de l'UHP, l'amplitude du champ électrique est augmentée d'un facteur $\mu_E \gg 1$ pour un plasma suffisamment dense ($\mu_E \sim 6$ pour $n_e > 5 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$):

$$|\mathbf{E}|_{\text{UHC}} = \mu_E |\mathbf{E}|_{\text{vide}}, \quad (4.1.17)$$

où $|\mathbf{E}|_{\text{UHC}}$, $|\mathbf{E}|_{\text{vide}}$ sont, respectivement, l'amplitude du champ amplifié vers l'UHP et du champ du mode X1 dans le vide ($N=1$). Les collisions entre électrons ne peuvent plus être négligées lorsqu'on dépasse le seuil de non-linéarité [54]:

$$\frac{\epsilon_0 |\mathbf{E}|_{\text{UHC}}^2}{16 n_e k_B T_e} > \frac{1}{4} \omega_{pe}^2 \frac{2\pi}{k_{\perp} \Delta x_{\text{uh}}}, \quad (4.1.18)$$

où Δx_{uh} est la largeur de la couche de plasma (inhomogène) dans laquelle le champ est amplifié. En régime nonlinéaire (4.1.18), le mode X1 - caractérisé par les paramètres $(\mathbf{k}_{(X)}, \omega_{(X)})$ - est également converti par désintégration paramétrique en EBW $(\mathbf{k}_{(\text{EBW})}, \omega_{(\text{EBW})})$

⁵Cette résolution est nécessaire pour éviter une erreur d'interprétation du nombre d'onde ("aliasing").

avec $\omega(\text{EBW}) < \omega(\text{X})$ et en onde hybride inférieure (LHW) ($\mathbf{k}(\text{LHW})$, $\omega(\text{LHW})$) avec $\omega(\text{LHW}) \ll \omega(\text{X})$, de sorte que les relations de fréquences et de vecteurs d'onde suivantes soient remplies:

$$\begin{aligned}\omega(\text{X}) &= \omega(\text{EBW}) + \omega(\text{LHW}), \\ \mathbf{k}(\text{X}) &= \mathbf{k}(\text{EBW}) + \mathbf{k}(\text{LHW}).\end{aligned}$$

En résumé, le modèle local d'onde globale peut être appliqué autour de la zone de conversion d'onde, afin de calculer le couplage linéaire entre le mode X1 et l'EBW, ainsi que le facteur d'amplification du champ électrique μ_E . De là, on peut déterminer si le seuil de non-linéarité (4.1.18) est atteint, dans quel cas la conversion de mode est efficace à $\sim 100\%$, et toute la puissance du mode X1 incident est absorbée par conversion de mode.

Les résultats de simulation (conversion de mode linéaire) sont montrés à l'annexe B, pour le cas du tokamak TCA [18] ($R_0 = 61.5$ cm, $a = 18$ cm, $B_\phi \approx 1.4$ T). Comme les paramètres de TCA sont du même ordre de grandeur que ceux de TCV, les résultats du cas de TCA s'appliquent approximativement au cas de TCV. Afin de permettre une estimation de l'absorption de puissance, on peut mettre les résultats de l'annexe B sous une forme analytique. L'approximation la plus simple nous donne pour l'épaisseur optique τ_u :

$$\tau_u \approx 10 H(\bar{\omega}_{pe} - \bar{\omega}_{puh}), \quad (4.1.19)$$

où le facteur 10 a été arbitrairement choisi (valeur beaucoup plus grande que 1), $H(x)$ est la fonction de Heavyside,

$$\begin{aligned}H(x) &= 1 & (\text{si } x \geq 0), \\ &= 0 & (\text{si } x < 0),\end{aligned}$$

et la grandeur $\bar{\omega}_{puh}$ définit le seuil de densité, au-delà duquel la conversion de mode linéaire et nonlinéaire a lieu. L'expression donnée par Maroli et Petrillo [17] (dépendance en $\beta_t N' |\cos\theta|$) et les résultats de l'annexe B se résument sous la forme suivante:

$$\bar{\omega}_{puh}^2 = 10 \beta_t N' |\cos\theta|. \quad (4.1.20)$$

4.1.3 Zone d'onde évanescence

On considère la région définie par (4.1.4b) comme étant inaccessible au mode X, du fait que l'onde y est évanescence. Cependant, une fraction de la puissance du mode X peut franchir cette zone par effet tunnel (Budden [55]). Pour le mode X1, la fraction de puissance ainsi transmise n'est pas négligeable pour un plasma raréfié. Le coefficient de transmission s'écrit:

$$\theta_t = \exp(-\pi^2 L_B / \lambda), \quad (4.1.21)$$

où L_B est la largeur caractéristique de la zone d'évanescence,

$$L_B = \frac{1}{2} R_{uh} \frac{\bar{\omega}_{pe}^2}{1 - \bar{\omega}_{pe}^2}, \quad (4.1.22)$$

et R_{uh} est le grand rayon de l'UHP,

$$R_{uh} = R_{EC} (1 - \bar{\omega}_{pe}^2)^{-1/2}. \quad (4.1.23)$$

La zone d'évanescence devient impénétrable lorsque $L_B \sim \lambda/2$, c'est-à-dire $\bar{\omega}_{pe}^2 \sim \lambda/R_{EC}$.

4.1.4 Réflexions et absorptions multiples de l'onde

Lorsque le plasma est optiquement mince ($\tau < 2$), l'absorption de l'onde au premier passage est incomplète. L'onde est alors réfléchi sur les parois, modifiant son angle de propagation et sa polarisation. On peut estimer que ~10% de la puissance sont, à chaque réflexion, absorbés dans les tuiles en graphite par dissipation ohmique et perdus par les queusots. D'autre part, à chaque réflexion, une fraction θ_m du mode initial est conservée, et une fraction $\theta_c = 1 - \theta_m$ du mode initial est convertie ($O \rightarrow X$, $X \rightarrow O$). On estime que l'onde est rapidement dépolarisée ($\theta_c \sim \theta_m$).

Le cas de la première harmonique est développé ci-dessous. Le cas de la deuxième harmonique peut en être déduit en supprimant les

effets de conversion de mode (EBW) et de la zone d'évanescence. Pour la première harmonique, les réflexions et passages multiples de l'onde sont schématisés à la figure 4.1.3.

La fraction de puissance absorbée totale peut alors être représentée sous forme d'une série géométrique ou, de manière équivalente, sous forme d'un système de 6 équations à 6 inconnues. La forme matricielle s'écrit:

$$\mathbf{A} \mathbf{C} = \mathbf{B}, \quad (4.1.24)$$

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} 1 & -\psi_0\theta_m & 0 & -\psi_0\theta_c & 0 & 0 \\ -\psi_0\theta_m & 1 & -\psi_0\theta_c & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & -\psi_x\psi_u\theta_t & -\psi_x\psi_u(1-\theta_t) \\ 0 & 0 & 0 & 1 & -(1-\theta_t) & -\theta_t \\ 0 & -\theta_c & 0 & -\theta_m & 1 & 0 \\ -\psi_u\psi_x\theta_c & 0 & -\psi_u\psi_x\theta_m & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix},$$

$$\mathbf{C} = \begin{bmatrix} \text{CEOH} & \text{CUOH} \\ \text{CEOL} & \text{CUOL} \\ \text{CEXH} & \text{CUXH} \\ \text{CEXL} & \text{CUXL} \\ \text{CEXF} & \text{CUXF} \\ \text{CEXB} & \text{CUXB} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{B} = \begin{bmatrix} 1-\psi_0 & 0 \\ 1-\psi_0 & 0 \\ 1-\psi_x & \psi_x(1-\psi_u) \\ 0 & 0 \\ 0 & 0 \\ \psi_u(1-\psi_x) & 1-\psi_u \end{bmatrix}.$$

C_{ijk} sont les fractions de puissance absorbée totale, avec les indices suivants:

- i = E : absorption d'onde cyclotron électronique (ECR)
- i = U : absorption d'onde EBW (près de l'UHP)
- j = O : mode O1
- j = X : mode X1
- k = H : faisceau pénétrant dans le plasma depuis le côté haut-champ ("High field side")
- k = L : faisceau pénétrant dans le plasma depuis le côté bas-champ ("Low field side")
- k = F : mode X1 qui se propage à droite de la zone d'évanescence, en direction du côté bas-champ ("Forward")
- k = B : mode X1 qui se propage à gauche de la zone d'évanescence, en direction du côté haut-champ ("Backward")

En fonction de la densité croissante, le processus d'absorption d'onde se résume de la façon suivante. Lorsque $\bar{\omega}_{pe}^2 \ll \lambda/R_{EC}$, la zone d'évanescence est transparente au mode X1 qui est uniquement absorbé à l'ECR. Pour $\bar{\omega}_{pe}^2 \geq \lambda/R_{EC}$, le mode X1 est complètement réfléchi à l'UHP. Lorsque $\bar{\omega}_{pe} > \bar{\omega}_{puh}$, l'absorption près de l'UHP apparaît. Dès le moment où le plasma cesse d'être raréfié, la plus grande partie de la puissance est absorbée dans le plasma et l'absorption du mode O1 à l'ECR devient significative. Afin de quantifier l'absorption, le système d'équations (4.1.24) doit être complété par les bilans de particules et d'énergie (cf §4.2).

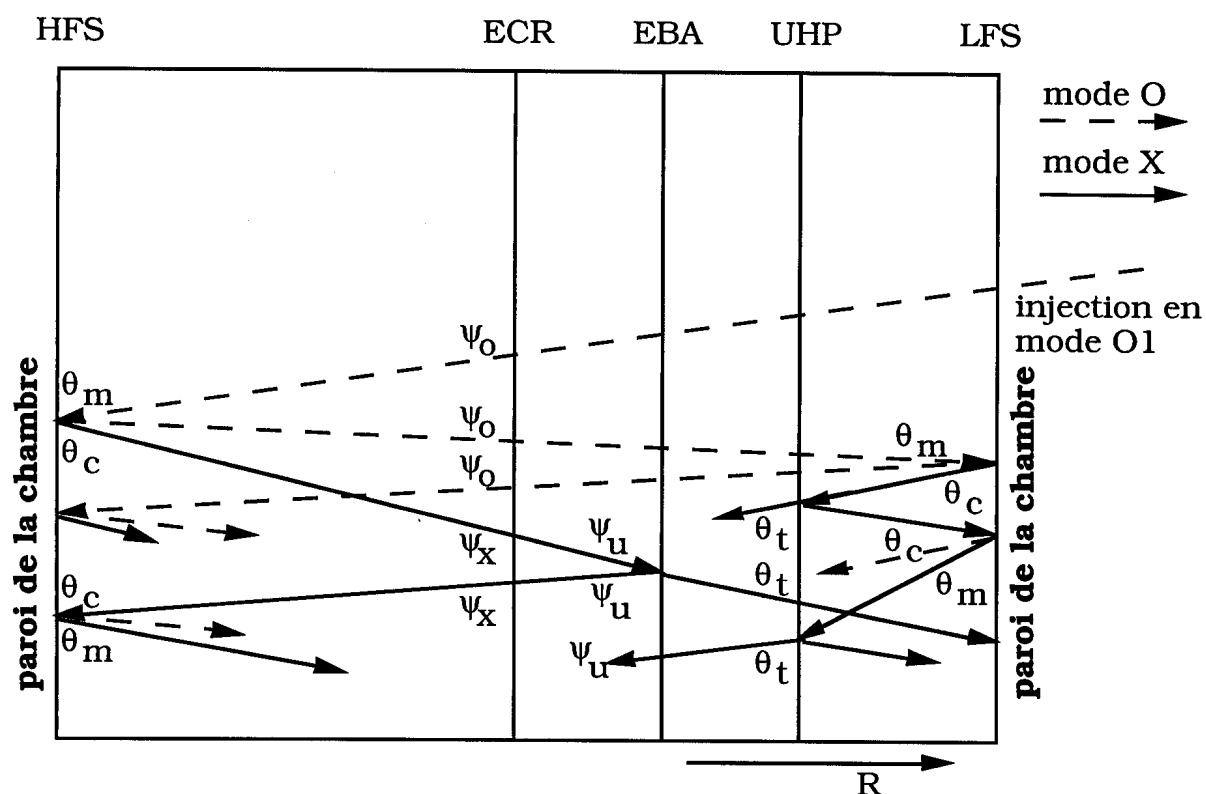


Figure 4.1.3: Schéma d'absorption des passages multiples dans l'exemple d'une injection en mode O1 depuis le côté bas-champ.

HFS : Côté haut-champ

LFS : Côté bas-champ

ECR : Résonance cyclotron électronique

UHP : Point de rebroussement hybride supérieur

EBA : Couche d'absorption de l'onde EBW

Coefficients de réflexions aux parois:

θ_m : sans conversion de mode (O/X)

θ_c : avec conversion de mode (O/X)

Zone d'évanescence:

θ_t : coefficient de transmission

Coefficients de transmission aux couches d'absorption:

ψ_o : ECR / mode O

ψ_x : ECR / mode X

ψ_u : fraction de mode X non convertie en EBW

4.2 Modèle de la production de plasma

En toute généralité, le bilan de particules est décrit par:

$$\frac{dn_i}{dt} = \frac{V_n}{V_p} n_n n_e \langle v \sigma_{ion} \rangle - n_i \tau_p^{-1}, \quad (4.2.1)$$

$$\frac{dn_n}{dt} = \frac{V_p \psi n_i \tau_p^{-1} - V_n n_n n_e \langle v \sigma_{ion} \rangle + V_v \Gamma}{V_v - (V_p - V_n)}. \quad (4.2.2)$$

n_i est la densité d'ions (deutérons), n_e la densité d'électrons et n_n la densité d'atomes neutres (deutérium). Le système d'équations (4.2.1-2) doit être complété par la condition de neutralité du plasma. En l'absence d'impuretés (C, Fe, O, etc.), la condition de neutralité est $n_e = n_i$. Le symbole V_v désigne le volume de la chambre à vide, V_p le volume du plasma et V_n la partie du volume de plasma occupée par du gaz neutre. Le plasma d'ECBD se forme autour des zones d'absorption d'onde, ce qui lui confère une forme allongée verticalement, avec une largeur radiale δ_p à peu près constante en fonction de la coordonnée verticale Z . On a $V_p \approx 2\pi R_{EC}(2b)\delta_p$, où $(2b)$ est l'extension verticale du plasma. V_n est déterminé par la profondeur de pénétration des atomes neutres (avant leur ionisation) dans le plasma [5]. Pour l'ECBD de TCV, on trouve $V_n = V_p$. Le paramètre ψ est le coefficient de recyclage des parois (nombre d'atomes de D retournant dans le volume V_v par ion quittant le plasma). Lorsqu'il y a dégazage de la paroi, on trouve $\psi > 1$, alors que $\psi = 1$ lorsque la quantité de deutérium stocké dans la paroi est constante. La chambre peut être alimentée par une source de gaz neutre de l'extérieur, avec un flux variable de $V_v \Gamma$ atomes (c'est-à-dire $V_v \Gamma / 2$ molécules D_2) par seconde. Dans le cas où $\psi = 1$, $\Gamma = 0$, $V_n = V_p$, on a, avec une densité initiale d'atomes neutres n_{no} :

$$n_i = \frac{V_v}{V_p} (n_{no} - n_n). \quad (4.2.3)$$

Le coefficient de taux d'ionisation du deutérium est donné par:

$$\langle v \sigma_{ion} \rangle = \int_0^\infty f(v) v \sigma_{ion}(v) dv, \quad (4.2.4)$$

où $f(v)$ est la fonction de distribution normalisée de la vitesse électronique v . Le taux moyen de perte d'ions τ_p^{-1} correspond au taux moyen de perte d'électrons, à cause de la condition de neutralité. Les mécanismes de perte d'électrons ont été décrits au paragraphe 2.3 (formules (2.3.15–18)). Dans le cas présent, la vitesse toroïdale moyenne $\langle v_{\parallel} \rangle$ des électrons est donnée par la vitesse thermique $c\beta_t$. D'autre part, la longueur de connexion L pour l'ECBD est plus grande que celle pour le claquage avec le transformateur (§2), du fait que le champ d'erreur associé aux bobines du transformateur et de façonnage peut être évité. En l'absence de courant dans ces bobines, seules les contributions de courant toroïdales résultant des amenées de courant des bobines toroïdales génèrent le champ d'erreur provoquant des pertes de particules. Les mécanismes de dérive (temps caractéristique $\tau_{\text{dérive}}$) doivent alors être inclus dans le temps de perte:

$$\tau_p^{-1} = \tau_{\delta B}^{-1} + \tau_{\text{dérive}}^{-1}. \quad (4.2.5)$$

Pour TCV, τ_p est de l'ordre de 4 ms (valeur mesurée, cf §4.4). Cette valeur est plus grande pour l'ECBD que pour le claquage avec le transformateur (un ordre de grandeur, cf §2.3), en raison de la longueur de connexion beaucoup plus grande.

Le bilan d'énergie des électrons et des ions se compose des contributions suivantes:

$$\frac{3}{2} \frac{d}{dt} (n_e k_B T_e) = Q_{EC} - Q_{e \rightarrow n} - Q_{ei} - Q_{\text{imp}} - Q_{\text{conv}}^e, \quad (4.2.6)$$

$$\frac{3}{2} \frac{d}{dt} (n_i k_B T_i) = Q_{ei} - Q_{cx} - Q_{\text{conv}}^i. \quad (4.2.7)$$

T_i est la température ionique. Pour les électrons qui ne sont généralement pas en équilibre thermique, la température T_e caractérise de manière très simplifiée la fonction de distribution $f(v)$. Les termes de droite de (4.2.6–7), qui représentent des densités de puissance, s'entendent normalisés par rapport au volume du plasma V_p . La contribution Q_{EC} est le terme de chauffage EC. $Q_{e \rightarrow n} = Q_{\text{ion}} + Q_{\text{exc}}$ est la consommation d'énergie électronique pour l'ionisation (Q_{ion}) et l'excitation (Q_{exc}) d'atomes neutres par impact électronique. Q_{ei} est le transfert d'énergie des électrons aux ions par collision (équilibrage des températures T_e et T_i). Q_{imp} est la perte d'énergie électro-

nique due à la présence des impuretés. Q_{CX} est la perte d'énergie des ions par échange de charge avec les atomes neutres. La perte d'énergie par les mécanismes de transport (perte de particules) est donnée par Q_{conv}^e pour les électrons et par Q_{conv}^i pour les ions:

$$Q_{conv}^e = \frac{3}{2} n_e k_B T_e \tau_{Ee}^{-1}, \quad (4.2.8)$$

$$Q_{conv}^i = \frac{3}{2} n_i k_B T_i \tau_{Ei}^{-1}, \quad (4.2.9)$$

où τ_{Ee}^{-1} est le taux moyen de perte d'énergie des électrons et τ_{Ei}^{-1} celui des ions. L'approche la plus simple consiste à faire l'hypothèse $\tau_{Ee} \sim \tau_{Ei} \sim \tau_p$.

A la différence du claquage inductif, l'émission D_α ne passe pas forcément par un maximum avant la fin de la décharge. Nous définissons le temps de claquage τ_{bd} pour l'ECBD comme le temps écoulé depuis le début d'injection de l'onde jusqu'au moment où la pente $\frac{dn_i}{dt}$ a atteint son maximum,

$$\left(\frac{d^2 n_i}{dt^2} \right)_{t=\tau_{bd}} = 0, \quad (4.2.10)$$

car $n_i(t)$ s'approche rapidement de sa valeur asymptotique ($n_i(\infty) - n_i(t)$ décroît exponentiellement avec le temps t). En pratique, (4.2.10) équivaut à la définition pour le claquage inductif (2.3.23). Pour $n_e \approx n_i$, on peut employer la relation suivante:

$$\tau_{bd} \approx \eta \tau / \left(\frac{V_n}{V_p} n_n \langle v \sigma_{ion} \rangle - \tau_p^{-1} \right). \quad (4.2.11)$$

Pour le cas de TCV, on mesure $\tau_{bd} \sim 600 \mu s$ pour une puissance EC injectée $P_{EC} \approx 30 \text{ kW}$ et une pression initiale de gaz neutre $p \approx 1.6 \cdot 10^{-4} \text{ mbar}$. Après le temps de claquage, le plasma évolue dans le temps vers un état d'équilibre $\left(\frac{\partial}{\partial t} \rightarrow 0 \right)$, lorsque la puissance EC injectée dans le plasma est constante et si on admet que $\psi \rightarrow 1$ et $\Gamma \rightarrow 0$ pour $t \rightarrow \infty$. L'équation (4.2.1) devient alors, pour $V_n = V_p$ et $n_e \approx n_i$:

$$\langle v\sigma_{\text{ion}} \rangle \approx \frac{1}{n_n \tau_p}. \quad (4.2.12)$$

Pour l'ECBD, lorsque l'onde est absorbée près du centre de la chambre à vide et donc loin de la paroi, et lorsque l'ionisation est incomplète, l'interaction entre le plasma et la paroi est faible, de sorte qu'on peut admettre une population d'impuretés négligeable dans le plasma et négliger le terme Q_{imp} . Ceci se justifie par le fait que le rayonnement d'impureté mesuré ne dépasse guère le niveau de bruit de fond sur TCV. A titre de comparaison, dans les expériences de préionisation par onde EC sans courant sur ISX-B [12], une estimation a révélé que ~80% de la puissance rayonnée n'étaient pas dus aux impuretés, mais à l'hydrogène. De plus, pour l'ionisation incomplète, le terme Q_{ei} est généralement petit devant la somme des pertes dans (4.2.6), avec $T_e \gg T_i$. Il nous restent alors les termes de perte $Q_{e \rightarrow n}$ et Q_{conv}^e . Le terme $Q_{e \rightarrow n}$ diminue rapidement lorsqu'on s'approche de l'ionisation complète.

Lorsque Q_{conv}^e est le terme de perte dominant de (4.2.6), le bilan d'énergie électronique à l'état d'équilibre est décrit par

$$\frac{3}{2} (n_e k_B T_e) \approx Q_{\text{EC}} \tau_{\text{Ee}}. \quad (4.2.13)$$

Pour TCV, on estime $k_B T_e \sim 1 \text{ eV}$ avec ~10 kW de puissance EC absorbée, à une densité $n_e \sim 10^{18} \text{ m}^{-3}$.

Ce n'est qu'à l'état d'équilibre, et avec $n_e \gg 10^{17} \text{ m}^{-3}$ et $k_B T_e \gg 1 \text{ eV}$, que la fonction de distribution maxwellienne (4.1.5) est une bonne approximation pour le calcul de l'absorption EC, du taux d'ionisation et des pertes. Pendant la phase d'ionisation précédant le temps de claquage τ_{bd} , au contraire, la fonction de distribution est fortement non-maxwellienne. Seuls les électrons dont le taux de collision $\tau_{ee}^1(W_e)$ entre électrons d'énergie W_e dépasse le taux de perte $\tau_p^1(W_e)$,

$$\tau_{ee}^1(W_e) > \tau_p^1(W_e), \quad (4.2.14)$$

acquièrent un équilibre thermique (distribution maxwellienne), alors que les électrons ne satisfaisant pas la condition (4.2.14) forment la

queue suprathermique de la fonction de distribution et peuvent être accélérés par l'onde à une énergie $W_e \gg k_B T_e$. Il est utile de définir une température effective $T_{e,\text{eff}}$ de la forme

$$T_{e,\text{eff}} = \frac{m_e}{2 k_B} \int_0^\infty v^2 f(v) dv, \quad (4.2.15)$$

pour décrire l'augmentation de l'absorption d'onde. Pour le mode O1, par exemple, l'épaisseur optique $\tau_1^{(O)}$ est proportionnelle à T_e pour une distribution maxwellienne (4.1.12a); on peut donc considérer l'approximation où T_e est remplacé par $T_{e,\text{eff}}$. Un traitement plus rigoureux est donné par [56]. De même, la queue suprathermique modifie le coefficient de taux d'ionisation (4.2.4) (la section efficace est maximum pour $W_e \sim 100$ eV). La densité d'électrons suprathermiques est donnée par $n_e(1-\gamma_{\text{th}})$, où γ_{th} est la fraction des électrons thermiques définie par

$$\gamma_{\text{th}} = \int_0^{\sqrt{\frac{2W_c}{m_e}}} f(v) dv \leq 1, \quad (4.2.16)$$

et W_c est la limite supérieure d'énergie des électrons thermiques,

$$\tau_{ee}^l(W_c) = \tau_p^l(W_c). \quad (4.2.17)$$

Dans leur modèle explicite, Maroli et Petrillo [17] ont séparé la population d'électrons suprathermiques de la population d'électrons thermiques. Pour la population suprathermique, ils ont interprété le temps de perte $\tau_p(W_e)$ comme étant le temps de perte $\tau_{\nabla B}(W_e)$ dû à la dérive des particules dans le champ \mathbf{B}_ϕ inhomogène (2.3.15):

$$\tau_{\nabla B}(W_e) \approx b/v_{\nabla B}(W_e). \quad (4.2.18)$$

Ils ont également introduit la forme (4.2.18) pour τ_p dans (4.2.14,17).

Sur la base du modèle de Maroli et Petrillo [17], un programme de simulation a été écrit [57] qui permet l'étude de l'ECBD en première harmonique sur les tokamaks (cf annexe C).

4.3 Transmission du mode O1 au premier passage

L'épaisseur optique en mode O1, $\tau_1^{(O)}$, est décrite par (4.1.12a). Une mesure de $\tau_1^{(O)}$ permet donc de déterminer la valeur du produit $n_e \cdot T_{e,eff}$ (cf §4.2) à l'emplacement de l'ECR. Sur TCA [18], un récepteur de mode O a été placé en face de l'injection en mode O1⁶. La fraction de la puissance détectée a été analysée et comparée aux résultats d'une simulation (Annexe D). On trouve qu'une fraction significative de la puissance injectée ($\sim 20\%$ pour $n_e \sim 2 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ selon la théorie) est réfractée par le plasma et déviée de façon à ne pas être captée par le récepteur. Des 80% restants, une partie est absorbée à la résonance, et le reste est transmis au récepteur. La théorie prédit une fraction traversant la résonance $\psi_1^{(O)} = \exp(-\tau_1^{(O)})$, avec $\tau_1^{(O)} \sim 0.3 (k_B T_{e,eff}) [\text{keV}]$ et pour $n_e \sim 2 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$. Cela signifie, par exemple, que $k_B T_{e,eff} \sim 100 \text{ eV}$ engendre $\sim 3\%$ d'absorption (donc beaucoup moins que les $\sim 20\%$ de perte par réfraction). Pourtant, les mesures indiquent qu'une fraction de la puissance injectée nettement inférieure à 80% ($\sim 20\%$ dans des cas extrêmes) arrive au récepteur. Cela surprend, car une absorption de $\sim 60\%$ correspond à $k_B T_{e,eff} \sim 3 \text{ keV}$ (à la résonance).

Afin de vérifier si les résultats expérimentaux sont dus à un effet de réfraction plus important que prévu par la simulation, il est judicieux de mesurer les effets de réfraction séparément. Un tel dispositif a été réalisé sur TCV (géométrie d'injection selon la figure 4.3.1). Le profil de densité de puissance transmise est mesuré dans le plan perpendiculaire à l'axe de l'onde, sur la paroi de la chambre du côté haut-champ, en face de l'injection, au moyen de 9 récepteurs de mode O disposés en forme de croix (figure 4.3.2). Cette géométrie s'inspire du système employé sur le tokamak RTP [58]. Le dispositif sur TCV permet de localiser le centre et la largeur d'un faisceau de profil bi-gaussien. Selon la conception, le rayon de tache du champ gaussien en l'absence de plasma est $w \approx 86 \text{ mm}$. Un récepteur supplémentaire de mode X permet de connaître la pureté du mode injecté (environ 10% de mode X en terme de puissance, en accord avec le paragraphe 3.3.4) et d'observer l'apparition de la zone d'évanescence (cf §4.1.3) au moment du claquage.

⁶Un récepteur en mode X a été ajouté pour mesurer, entre autre, la pureté du mode injecté.

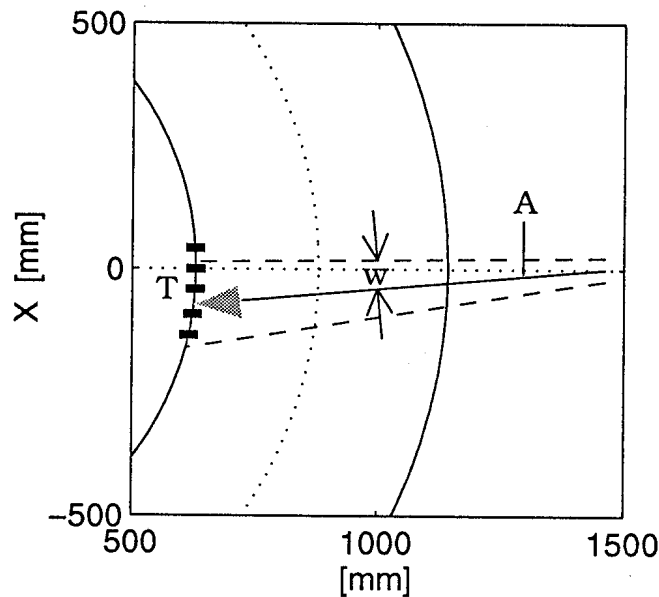


Figure 4.3.1: Géométrie d'injection de l'onde (A: axe du faisceau; w : rayon de tache du champ) en vue toroïdale. Les marques (en gras) sur la paroi du côté haut-champ symbolisent les positions des récepteurs de transmission (T).

Chaque récepteur est un guide d'onde mono-mode rectangulaire ouvert, placé un peu en retrait dans l'excavation cylindrique d'une tuile de protection en graphite. Cette configuration forme une antenne peu sensible aux variations d'angle typiques du vecteur d'onde. Les guides d'onde sont regroupés derrière les tuiles sur deux couches à 5 guides chacune (figure 4.3.3). Puis ils sont conduits au-dehors de la chambre à vide et de la zone de haut champ magnétique (~ 1 T), où chaque canal est atténué d'environ 30 dB avant d'aboutir sur un détecteur.

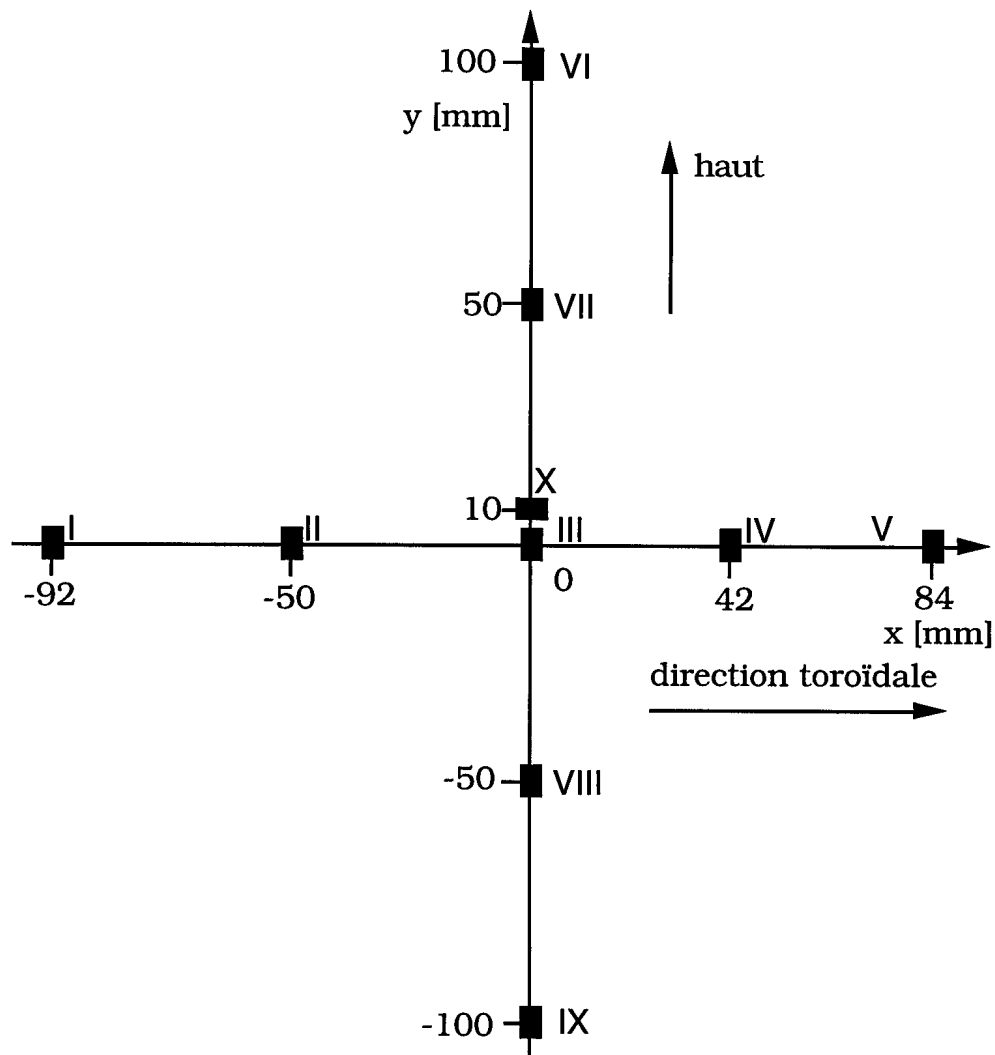


Figure 4.3.2: Emplacement des récepteurs d'onde sur la paroi haut-champ, vu depuis le côté bas-champ. I-IX : récepteurs en mode O; X : récepteur en mode X. Sans plasma, le centre du faisceau coïncide approximativement avec l'emplacement du récepteur III au centre de la croix. Les tuiles ne sont pas indiquées.

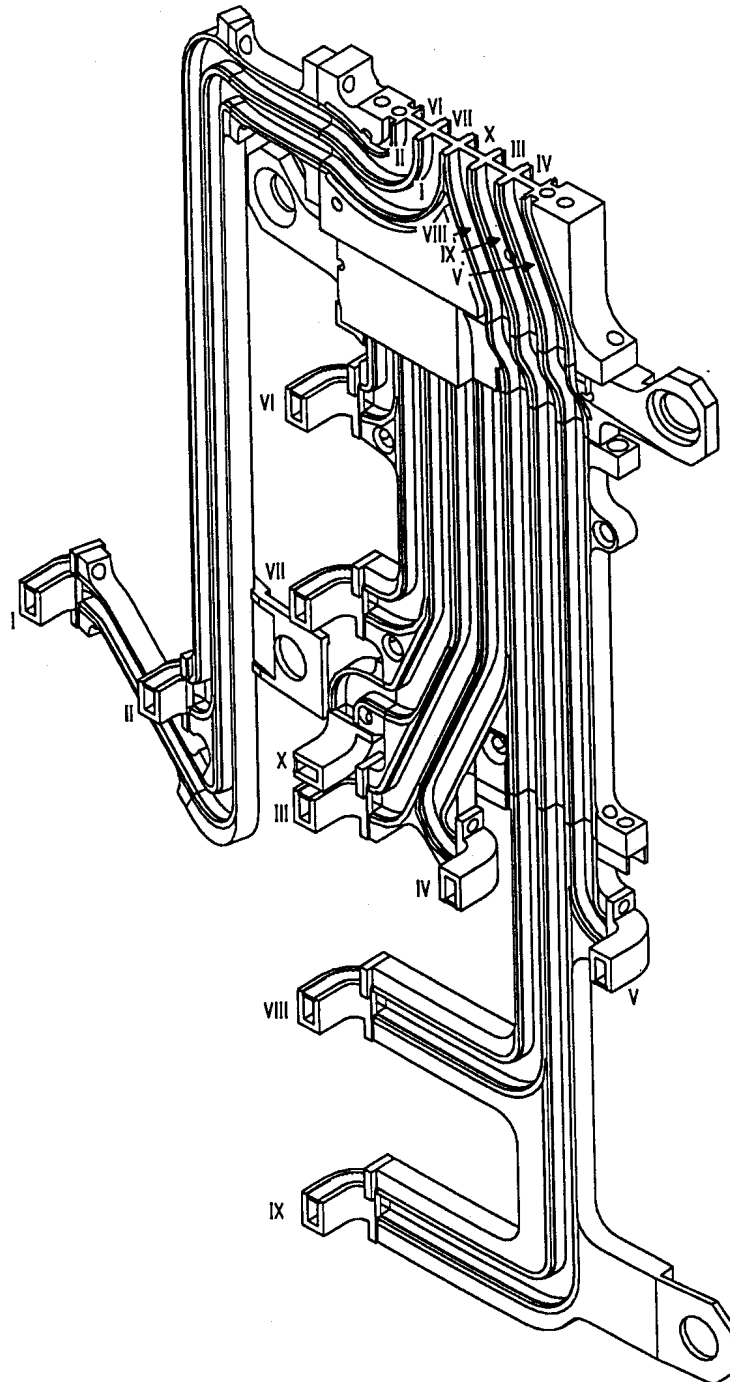


Figure 4.3.3: Dessin à 3 dimensions des récepteurs en mode O (I-IX) et en mode X (X), ainsi que des guides d'onde en acier inoxydable (montrés sans les couvercles) qui sont regroupés en deux couches de 5 canaux chacune. Les tuiles et les guides en aval ne sont pas montrés.

La figure 4.3.4 montre l'exemple d'un profil de l'onde à la réception, pour une décharge d'ECBD avec une pression de remplissage $p = 2 \cdot 10^{-4}$ mbar et une puissance EC $P_{EC} \sim 20$ kW. Les courbes de régression bi-gaussiennes y sont également représentées. L'intégrale du profil obtenu par régression est proportionnelle à la puissance totale transmise dans le plasma, indépendamment de la réfraction. Une mesure sans plasma fournit la calibration absolue de la puissance transmise. Lors des expériences, il s'est avéré qu'une superposition a lieu entre l'onde du 1^{er} passage et l'onde qui est réfléchiée deux fois sur les parois (3^{ème} passage). Ceci est dû à l'angle d'injection proche de perpendiculaire ($\theta = 85^\circ$). L'interférence qui en résulte affecte le signal des récepteurs I, II et III. Cet effet a pu être éliminé en employant une méthode de variation du déphasage entre le 1^{er} et le 3^{ème} passage. Les variations de la densité électronique n_e le long de la trajectoire du faisceau (longueur l_f du 2^{ème} et 3^{ème} passage) ont pour effet un changement sensible de la phase $\Delta\phi_f$:

$$\Delta\phi_f \propto \int_0^{l_f} \bar{\omega}_{pe}^2(l') dl'. \quad (4.3.1)$$

Ce déphasage peut être évalué à partir du profil radial $\mathfrak{Z}_N^Z(R)$ (2.2.1) mesuré (cf §4.4 pour l'obtention de $n_e(R)$). La figure 4.3.5 montre un exemple de l'évaluation du déphasage $\Delta\phi_f$. On trouve que la variation temporelle $\frac{d\Delta\phi_f}{dt}$ est une représentation adéquate de la fréquence d'oscillation du signal d'interférence au cours de la décharge. On introduit donc la "moyenne de phase" $\langle F \rangle_\phi$ d'une fonction $F(\Delta\phi_f)$:

$$\langle F \rangle_\phi = \frac{\int F(\Delta\phi_f) \frac{d\Delta\phi_f}{dt} dt}{\int \frac{d\Delta\phi_f}{dt} dt}. \quad (4.3.2)$$

Le signal provenant du 1^{er} passage est alors reconstitué en appliquant la relation (4.3.2) au signal brut. La plage de temps sur laquelle l'intégration est effectuée doit être choisie de façon à ne pas

inclure une plage de densité trop importante, afin d'assurer une résolution acceptable de la densité. Puis on évalue également la moyenne de phase $\langle \mathcal{I}_n^Z \rangle_\phi$ pour la densité. Dans l'exemple de la figure 4.3.4, l'amplitude des oscillations d'interférence est représentée au moyen de barres verticales. Pour les mesures de calibration (sans plasma), les variations de phase ont été générées en variant l'angle d'injection poloïdal; puis la position toroïdale du centre du faisceau a été estimée avec l'aide des profils avec plasma, afin d'améliorer la fiabilité de la régression. Bien que le profil de l'onde puisse être reconstitué par la méthode de variation de phase (selon la figure 4.3.5), la précision n'est pas comparable à celle qu'on obtiendrait en l'absence d'interférence.

A la figure 4.3.6, les mesures d'épaisseur optique sont montrées pour l'ECBD à différentes valeurs de pression de remplissage, avec $P_{EC} \sim 20$ kW. En raison du signal d'interférence et de l'erreur de calibration, les barres d'erreur atteignent les mêmes proportions que la plupart des points de mesure. Néanmoins, $T_{e,eff}$ est estimée à une valeur moyenne de l'ordre de ~ 200 eV (selon (4.1.12a)). Cette estimation ne concerne que la couche mince de la résonance (où on trouve la plupart des électrons suprathermiques), car l'épaisseur optique n'est pas affectée par les autres régions ($T_{e,eff} \ll 200$ eV) du plasma d'ECBD. On remarquera que la région de l'ECR ne compte qu'environ 1% des électrons de la décharge. Par ailleurs, les simulations d'ECBD effectuées (cf Annexe C) ont permis de constater qu'une température effective de $k_B T_{e,eff} \sim 100$ eV au moins devait être admise pour le calcul d'épaisseur optique et du taux d'ionisation avant le temps de claquage, afin que les résultats expérimentaux d'ECBD sur TCA puissent être reproduits.

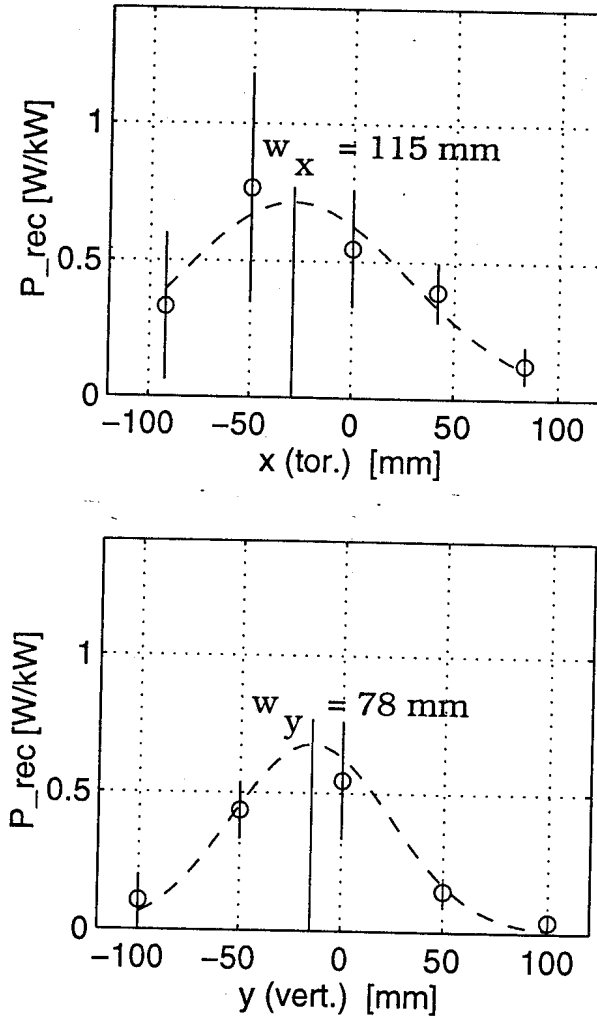


Figure 4.3.4: Exemple d'un profil toroïdal et vertical de l'onde à la réception, obtenu par la méthode de variation de phase (P_{rec} : puissance normalisée par rapport à la puissance du gyrotron [W/kW]). Les barres verticales traversant les points expérimentaux (cercles) indiquent l'amplitude des oscillations d'interférence. Les courbes de régression bi-gaussienne sont montrées en traitillé; la position du centre du faisceau est indiquée par un trait vertical. Pour ce plasma d'ECBD faiblement réfractif, les valeurs de w_x et w_y sont du même ordre de grandeur que les valeurs sans plasma calculées lors de la conception du diagnostic ($w_x = w_y / \cos(5^\circ)$; $w_y \approx 86 \text{ mm}$).

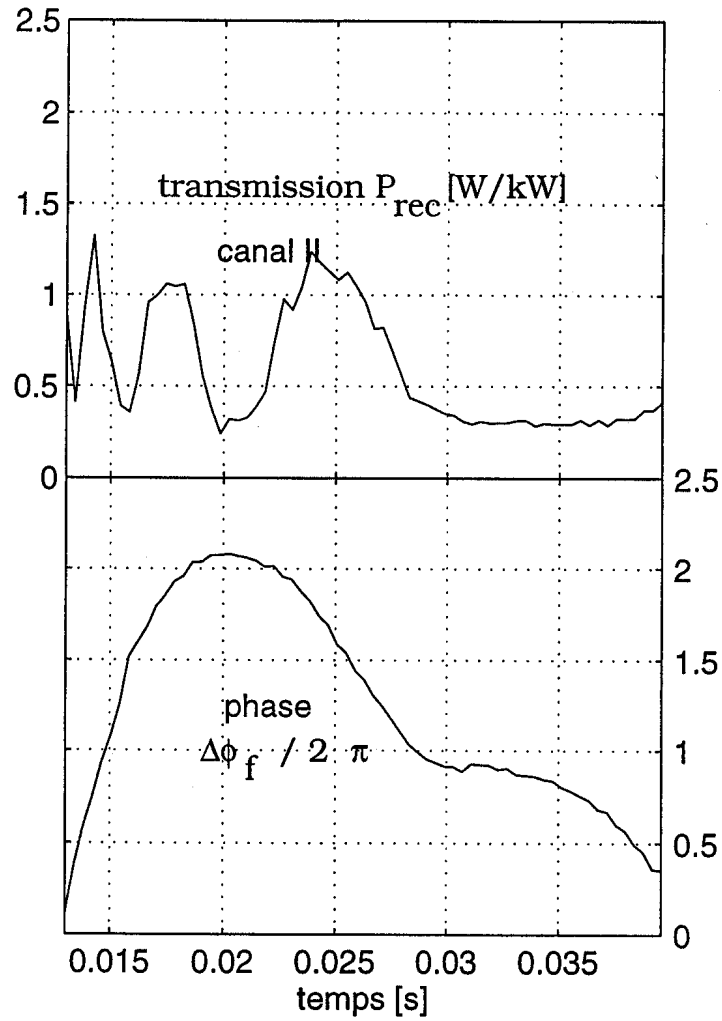


Figure 4.3.5: Exemple de l'évaluation du déphasage $\Delta\phi_f$ et comparaison avec l'évolution temporelle des oscillations du canal II de transmission (P_{rec} , signal moyenné sur 0.5 ms et normalisé par rapport à la puissance du gyrotron [W/kW]).

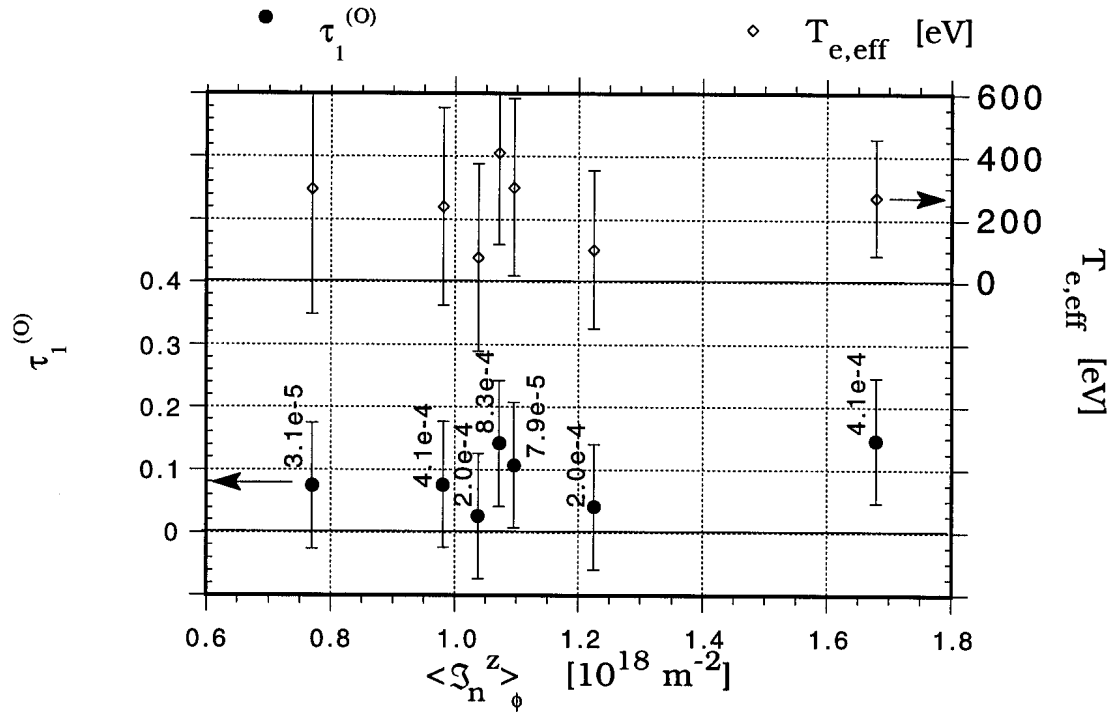


Figure 4.3.6: Epaisseur optique et température effective mesurées en fonction de $\langle N_n^z \rangle_\phi$ (moyenne de phase), où N_n^z est obtenu par l'interféromètre à $\lambda = 2\text{mm}$. Les points correspondent à différentes valeurs de la pression de remplissage p indiquée en unités de mbar à côté des points (1 mbar correspond à une densité d'atomes neutres de $5.38 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$). Dans ces décharges d'ECBD, l'ionisation est incomplète.

4.4 Expériences

Dans les expériences d'ECBD sur TCV, seuls le champ magnétique B_ϕ et l'onde sont présents. Le mode O1 (40.33 GHz) est injecté depuis le côté bas-champ, selon un angle de $\theta = 85^\circ$, à $Z = +46$ cm (cf aussi §3.3.4 et §4.3). La figure 4.4.1 montre un exemple avec une puissance EC injectée $P_{EC} \approx 30$ kW et une pression de remplissage de deutérium $p = 1.6 \cdot 10^{-4}$ mbar. La résonance ECR se situe au grand rayon $R_{EC} \approx R_0$. La fin de la période de claquage qui, selon la définition de τ_{bd} (4.2.10), est caractérisée par une variation rapide de la densité électronique, peut être observée par diverses méthodes. D'une part, l'absorption et la réfraction d'onde dans le plasma augmentent. Cela est observé sur la petite fraction de puissance réfléchie vers le gyrotron en l'absence de plasma (détecteur placé à la sortie du gyrotron), et qui diminue aussitôt que le plasma apparaît. D'autre part, la zone d'évanescence du mode X apparaît, rendant le récepteur de mode X situé du côté haut-champ (§4.3) inaccessible à la petite composante de mode X injectée (cf §3.3.4). Ces deux effets sont observés indépendamment avec une résolution temporelle de 2 μ s. Dans l'exemple de la figure 4.4.1, on obtient $\tau_{bd} = 600$ μ s. La densité électronique (intégrée sur la ligne de visée à $R \approx R_0$; \mathcal{S}_N^Z (2.2.1)) est obtenue par les interféromètres FIR et $\lambda = 2$ mm. Lorsque la puissance EC est interrompue, la densité décroît exponentiellement, avec une constante de temps d'environ 4 ms. Ce temps représente approximativement le temps de perte τ_p . L'émission D_α indique l'évolution du taux d'ionisation. A l'aide d'une caméra en vue tangentielle, on observe une émission en forme de bande verticale autour de l'ECR; cette bande s'étend sur toute la hauteur de la chambre. La caméra multi- D_α (cf. figure 2.2.2a) permet d'identifier la position radiale de l'ECR et de la couche d'absorption hybride supérieure, avec une résolution de ~ 3 mm (figure 4.4.2) [59]. Le même type de caméra a permis, dans le passé, d'observer les deux couches sur TCA (résolution de ~ 4 mm) [18]. Bien que la position de l'UHP ne soit pas strictement égale à la position d'émission D_α maximum, la distance entre les deux couches d'absorption permet d'obtenir une bonne estimation de la densité électronique $n_{e,uh}$ à l'UHP, moyennée verticalement autour de la région du maximum d'absorption:

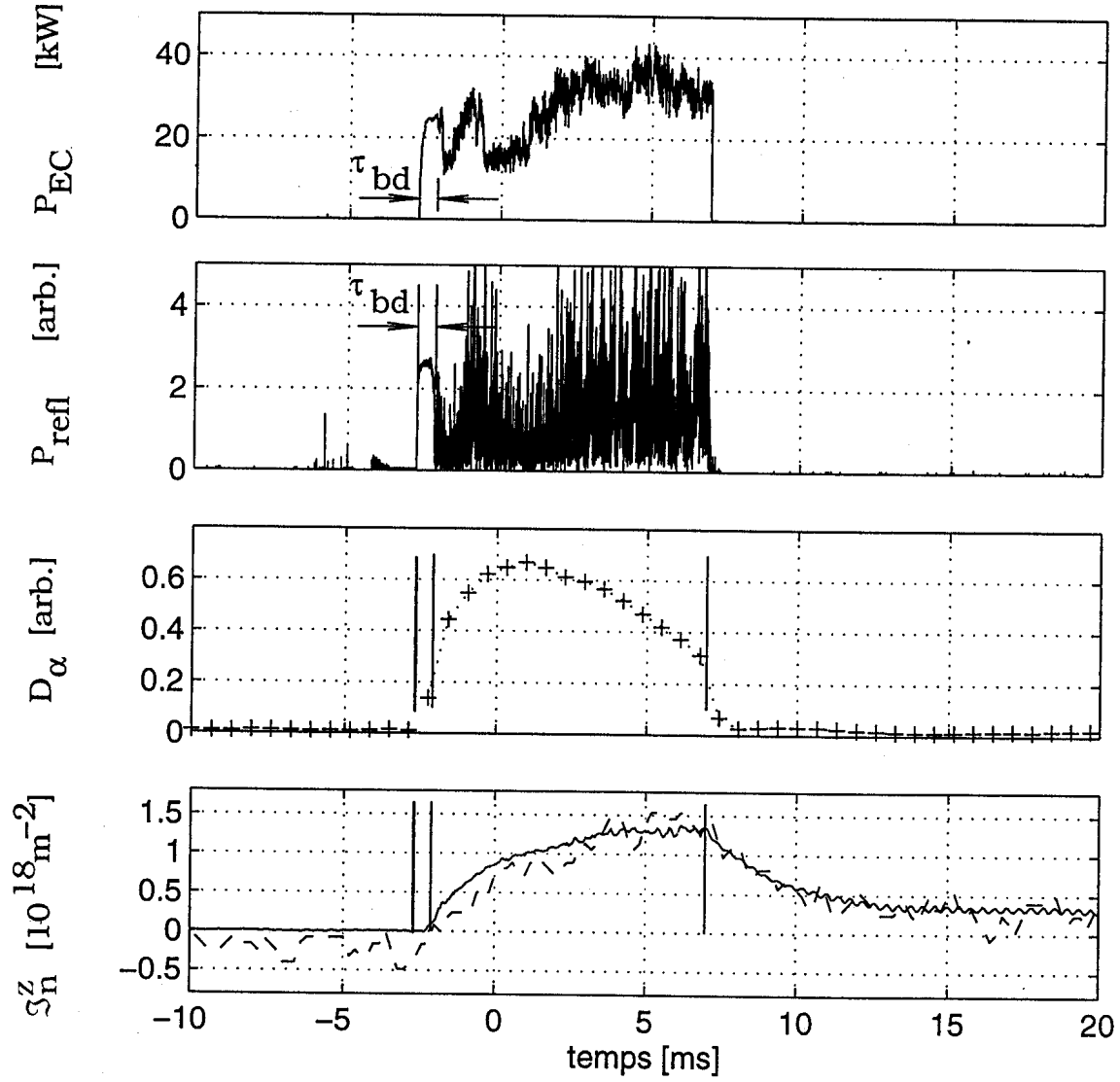


Figure 4.4.1: Exemple d'ECBD sur TCV avec $P_{EC} \approx 30$ kW, $p = 1.6 \cdot 10^{-4}$ mbar et $R_{EC} \approx R_O$. La puissance réfléchie vers le gyrotron (P_{refl}) indique le temps de claquage τ_{bd} . L'émission de ligne D_α représente la moyenne des 129 canaux de la caméra multi- D_α . S_n^Z est la densité électronique intégrée sur la ligne de visée ($\lambda=2$ mm en ligne continue et FIR en traitillé); les lignes de visée sont verticales et situées à $R \approx R_O$.

$$n_{e,uh} = \frac{\epsilon_0 m_e \omega^2}{e^2} \left(1 - \frac{R_{EC}^2}{R_{uh}^2} \right), \quad (4.4.1)$$

où R_{uh} est le grand rayon de l'UHP. La densité $n_{e,uh}$ est proportionnelle aux mesures des interféromètres à $R \approx R_0$ [59]:

$$\Im_n^Z = \zeta_n n_{e,uh}. \quad (4.4.2)$$

Pour la décharge de la figure 4.4.1, on a $\zeta_n = 0.9$ m.

A partir de l'observation de la position de l'ECR et de la mesure de fréquence de l'onde (40.33 GHz), on peut calibrer précisément le champ B_ϕ [59]. Cette calibration donne un champ qui est 3% plus bas que la valeur B_ϕ^I calculée à partir du courant I_ϕ mesuré dans les bobines toroïdales à l'aide d'un module LEM,

$$B_\phi^I(R) = \frac{\mu_0 N_\phi I_\phi}{2\pi R},$$

où N_ϕ est le nombre total de tours dans les 16 bobines toroïdales. On notera que les variations toroïdales du champ B_ϕ à la résonance causées par l'écartement des bobines est de $\sim 0.1\%$ seulement.

Une estimation du profil de densité vertical du plasma s'obtient à partir des lignes de visée horizontales de l'émission D_α et de l'émission infrarouge ($\lambda \approx 1 \mu\text{m}$). L'influence du profil de température sur l'émissivité est négligée. Cette approximation est motivée par le fait que les profils de ces deux diagnostics sont similaires⁷. Par ailleurs, la forme du profil ne varie pas significativement en fonction de \Im_n^Z . Un exemple est montré à la figure 4.4.3, avec $P_{EC} \approx 20$ kW, $p = 7 \cdot 10^{-4}$ mbar et $R_{EC} = 0.83$ m. Le maximum $n_{e,max}$ de la densité se situe près de la hauteur d'injection de l'onde ($Z \approx +46$ cm). En dehors du voisinage du maximum, on trouve un profil plat. Ceci nous permet l'approximation suivante:

⁷Pour ces plasmas, l'ionisation est incomplète, comme il est montré par la suite.

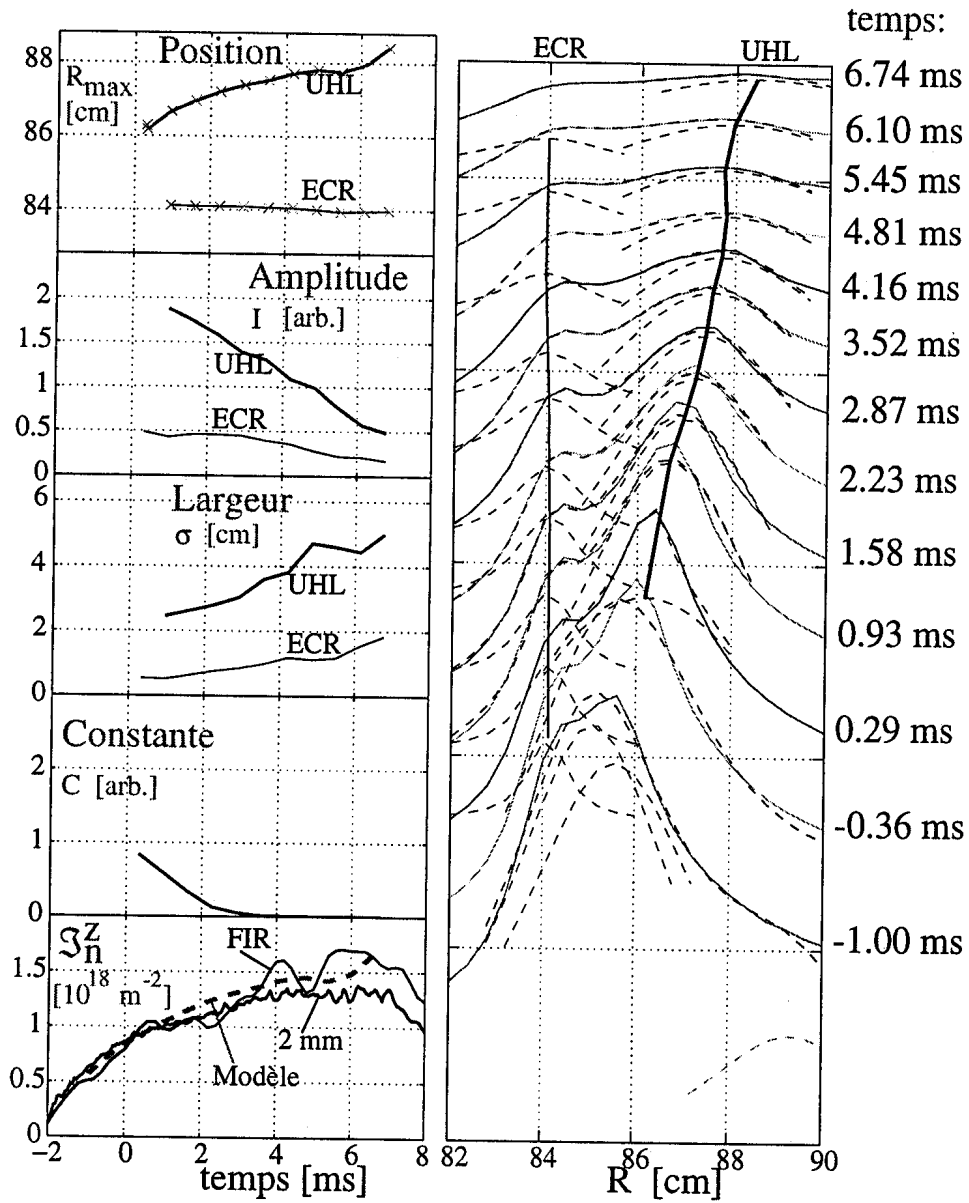


Figure 4.4.2: Profil radial d'émission D_α en fonction du temps (à droite). Les maxima correspondent aux positions où l'onde est absorbée. Alors que la position de l'ECR (ligne mince) est constante, la position de la couche d'absorption hybride supérieure (UHL, ligne large) varie au cours du temps. Les courbes de régression autour des maxima sont des fonctions de Lorentz: $I/(1+((R-R_{max})/\sigma)^2) + C$. Les paramètres sont (à gauche) (ECR: lignes minces; UHL: lignes larges): position (R_{max}), amplitude (I), largeur (σ) et terme constant (C). \mathcal{Z}_n^Z est calculé à partir de (4.4.1-2) (traitillé) et comparé aux mesures (2 mm et FIR).

$$\begin{aligned}
n_e(Z) &\approx n_{e,\max} \left[r_{bm} + (1 - r_{bm}) \exp \left\{ - \left(\frac{Z - Z_{inj}}{\Delta Z_p} \right)^2 \right\} \right] \quad (|Z| \leq b), \\
&= 0 \quad (|Z| > b),
\end{aligned}
\tag{4.4.3}$$

où $b = 72$ cm. Les paramètres $r_{bm} = 0.44$, $Z_{inj} = 0.49$ m et $\Delta Z_p = 9$ cm sont obtenus par régression (figure 4.4.3). Avec ces paramètres, on trouve:

$$\mathfrak{Z}_n^Z = n_{e,\max} \times 0.7 \text{ m}.
\tag{4.4.4}$$

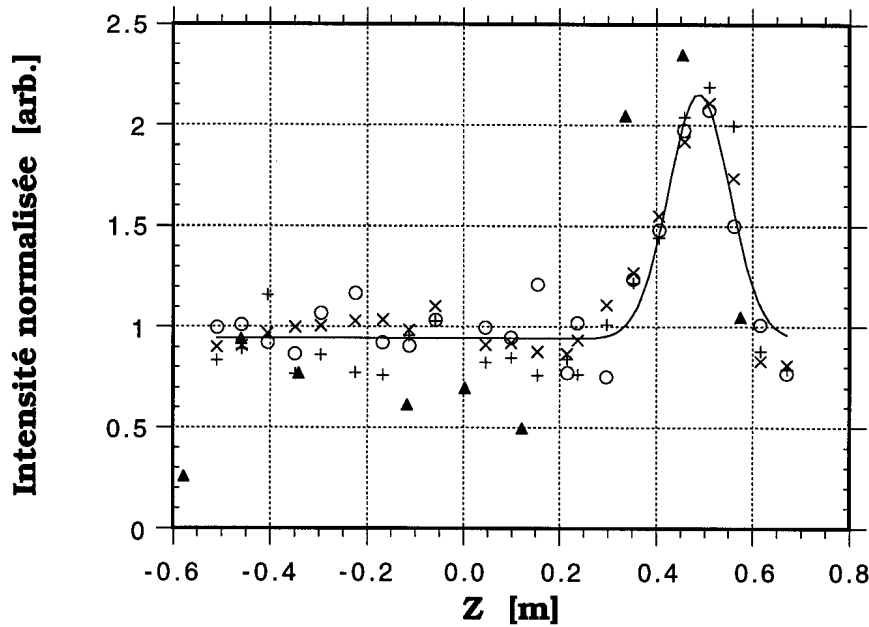


Figure 4.4.3: Profil vertical d'émission D_α (triangles pleins) et infrarouge (autres points; les 3 filtres utilisés ($\lambda = 1041, 1012, 950$ nm) sont indiqués par des symboles différents), pour $P_{EC} \approx 20$ kW, $p = 7 \cdot 10^{-4}$ mbar et $R_{EC} = 0.83$ m. Les points de mesures ont été moyennés sur 6 temps au cours de la décharge et multipliés par un facteur de normalisation adéquat. La ligne continue représente la courbe de régression (4.4.3) pour le profil $n_e(Z)$. La puissance est surtout absorbée dans une zone d'une largeur de 18 cm autour de $Z = 0.49$ m.

Le profil vertical d'émission D_α mesuré représente également le profil d'absorption de l'onde et permet d'étudier le mécanisme de réflexions multiples de l'onde sur les parois (cf §4.1.4). On considère que l'absorption du mode O peut être négligée devant l'absorption du mode X qui est absorbé à 100% lorsqu'il se propage de la paroi haut-champ vers le côté bas-champ (absorption d'une petite partie à l'ECR, puis du reste à la couche hybride supérieure). En particulier, la fraction de puissance absorbée aux passages pairs (2^{me}, 4^{me}, etc.) de l'onde correspond à la fraction de mode X généré par dépolarisation de l'onde au bout d'un nombre impair de réflexions sur les parois (1, 3, etc.). En admettant que, à partir du 4^{me} passage, l'onde est presque uniformément répartie sur l'extension verticale de la chambre, on peut estimer que le rapport entre la puissance absorbée au 2^{me} passage et la puissance absorbée totale est approximativement égal au rapport (cf formule (4.4.3))

$$\frac{\int_{-b}^b \left[(1 - r_{bm}) \exp \left\{ - \left(\frac{Z - Z_{inj}}{\Delta Z_p} \right)^2 \right\} \right]}{\int_{-b}^b \left[r_{bm} + (1 - r_{bm}) \exp \left\{ - \left(\frac{Z - Z_{inj}}{\Delta Z_p} \right)^2 \right\} \right]} \approx 0.12.$$

Lors des réflexions après le 2^{me} passage de l'onde, la dépolarisation de l'onde devient plus importante en raison des paramètres de propagation de plus en plus aléatoires.

Lors de l'ECBD, aucune bobine de champ magnétique poloïdal n'est alimentée. De ce fait, aucune force ne s'oppose à la dérive des particules chargées vers le côté bas champ (cf §4.2). La figure 4.4.4 montre l'évolution temporelle du profil radial de S_n^Z pour $P_{EC} \approx 25$ kW, $p = 2 \cdot 10^{-4}$ mbar et $R_{EC} \approx 0.84$ m, après élimination du bruit de fond (moyenne sur 2 ms). Le profil est asymétrique autour de l'ECR (valeur plus élevée sur le côté bas-champ que sur le côté haut-champ), en accord avec le déplacement théorique des particules vers le côté bas champ. La largeur radiale occupée par le plasma augmente au cours de la décharge. Lorsque la largeur maximum est atteinte ($t \approx +25$ ms), on observe une diminution du nombre total d'électrons dans l'enceinte. Cette diminution, qui est liée à un

mécanisme de transport unidimensionnel, ne peut pas être décrit avec le modèle zéro-dimensionnel du paragraphe 4.2, car on doit ici considérer la proximité entre le plasma et les tuiles en graphite de la paroi. Cependant, à l'aide de (4.2.1) et (4.2.6), on peut interpréter le phénomène comme étant soit le résultat d'une diminution de τ_p et τ_{Ee} , soit le résultat d'une augmentation de Q_{imp} . Une augmentation de Q_{imp} est peu probable, car on n'observe aucune augmentation de l'intensité d'émission de ligne CIII. En revanche, la proximité entre le plasma et la paroi entraîne une diminution de τ_p .

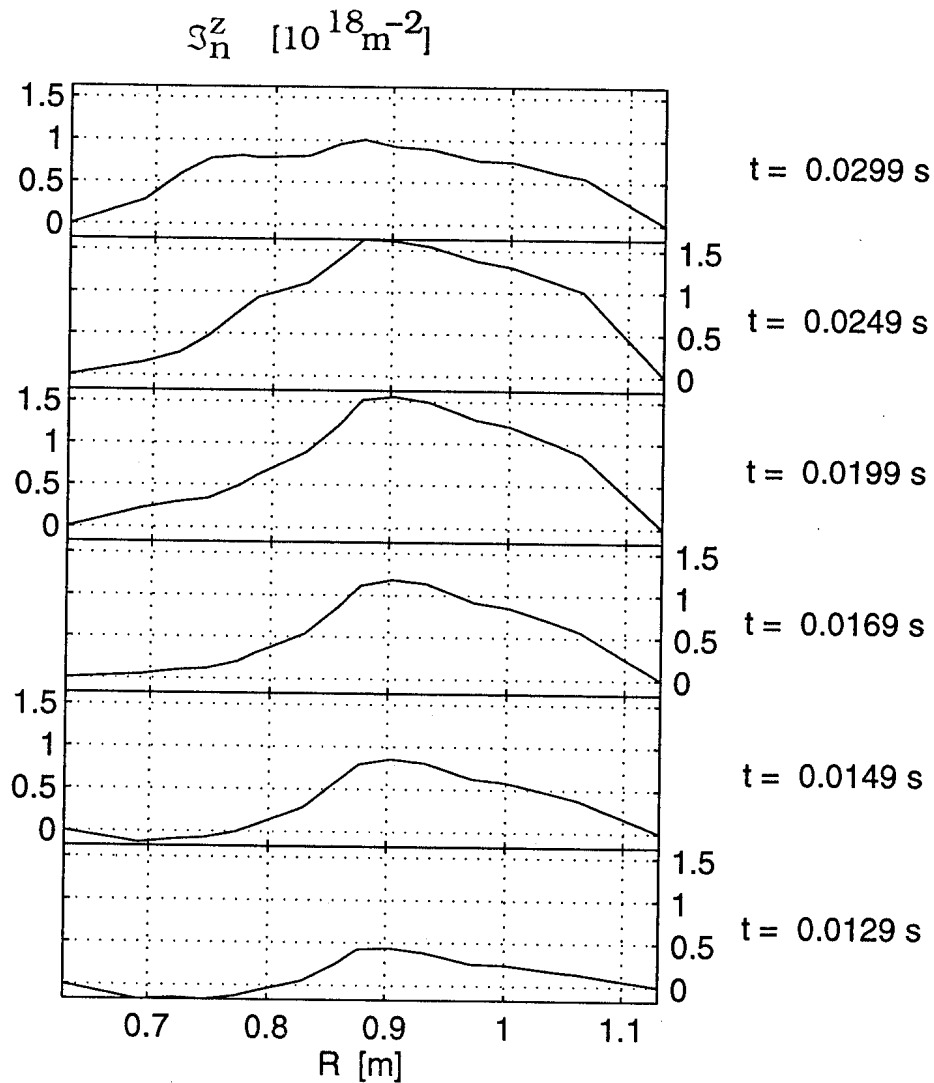


Figure 4.4.4: Profil radial de la "densité intégrée" S_n^Z (FIR, 14 canaux) en fonction du temps, pour une décharge avec $P_{EC} \approx 25$ kW, $p = 2 \cdot 10^{-4}$ mbar et $R_{EC} \approx 0.84$ m. La décharge a lieu entre +11 ms et +40 ms.

Un balayage de la pression de remplissage p a été effectué avec $P_{EC} \approx 20$ kW et $R_{EC} \approx R_0$. La figure 4.4.5 montre le temps de claquage τ_{bd} en fonction de p . Les valeurs mesurées sont inversement proportionnelles à p :

$$\tau_{bd} [\text{ms}] = 6.7 \cdot 10^{-5} / p [\text{mbar}], \quad (4.4.5)$$

ce qui correspond à (4.2.11) pour $\langle v\sigma_{ion} \rangle \sim 10^{-14} \text{ m}^3/\text{s}$, où on a négligé la contribution de τ_p^1 . En conclusion, la limite inférieure de pression pour le claquage se situe à $p < 10^{-5} \text{ mbar}$.

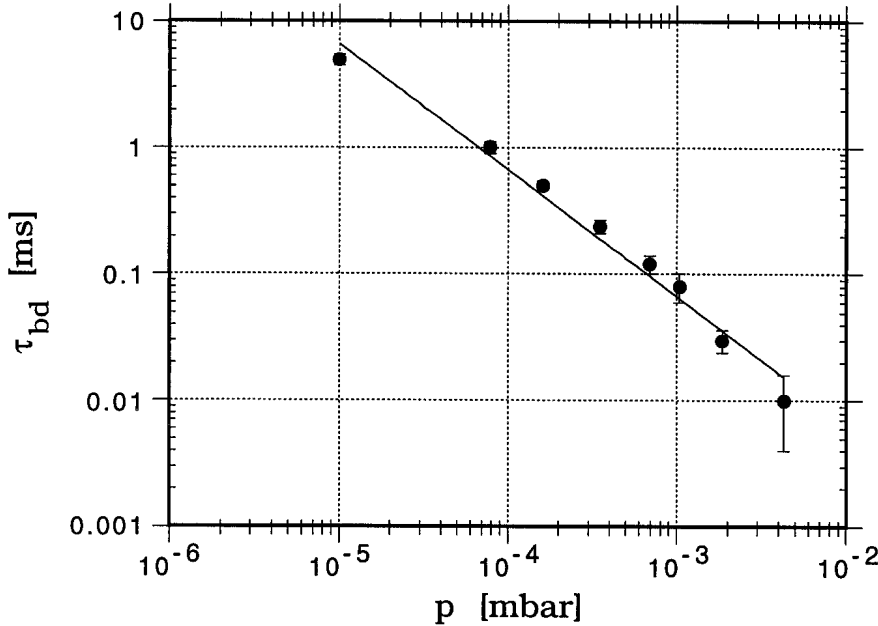


Figure 4.4.5: Temps de claquage τ_{bd} en fonction de la pression de remplissage, avec $P_{EC} \approx 20$ kW et $R_{EC} \approx R_0$.

Lorsque la pression de remplissage dépasse 10^{-4} mbar , on trouve que la densité initiale d'atomes neutres n_{n0} est beaucoup plus grande que la densité électronique n_e maximum qu'atteint la décharge (figure 4.4.6), ce qui dénote une ionisation incomplète. Dès lors, l'interaction entre les particules chargées et les atomes neutres affecte le bilan d'énergie à l'équilibre. La densité

électronique est maximum autour de $p \sim 10^{-4}$ mbar.

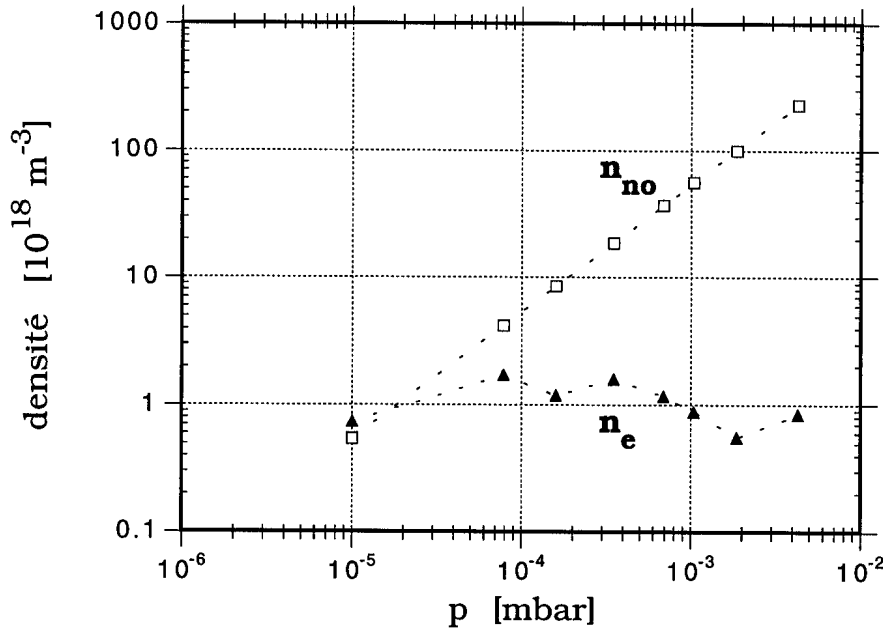


Figure 4.4.6: Densité électronique n_e maximum au cours de la décharge (calculée à partir de (4.4.4)) et densité initiale d'atomes neutres n_{no} , en fonction de la pression p .

Le profil radial de la densité est plus large à basse pression qu'à haute pression (figure 4.4.7). En effet, les valeurs de pression élevées mènent à une perte d'énergie électronique suffisamment importante par collision entre les atomes neutres et les électrons (terme $Q_{e \rightarrow n}$ dans (4.2.6)) pour limiter et ralentir l'extension du profil radial pendant la décharge.

Pour les décharges avec $p < 5 \cdot 10^{-4}$ mbar, c'est-à-dire pour lesquelles le profil radial de densité s'étend rapidement jusqu'aux tuiles en graphite, on observe un maximum d'émission D_α au cours du temps, comme le montre la figure 4.4.8. Cela signifie que le taux d'ionisation ($n_e n_n \langle \sigma v_{ion} \rangle$) passe par un maximum, puis diminue. Cette observation est liée à une diminution de la densité électronique en fin de décharge (comme à la figure 4.4.4) et

éventuellement à un refroidissement du plasma.

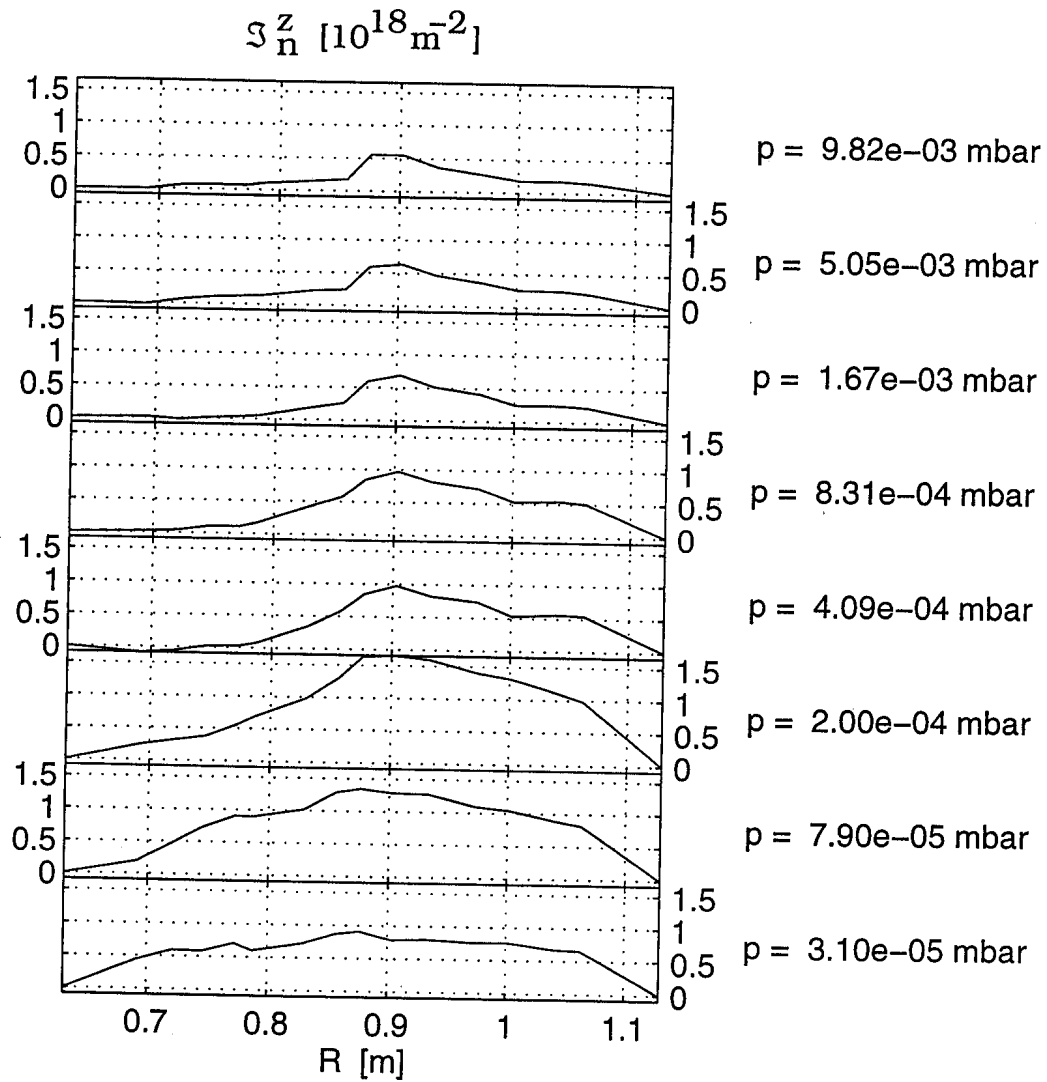


Figure 4.4.7: Profil radial de densité intégrée \mathfrak{S}_n^Z (FIR, 14 canaux) en fonction de la pression, 10 ms après le début d'injection d'onde.

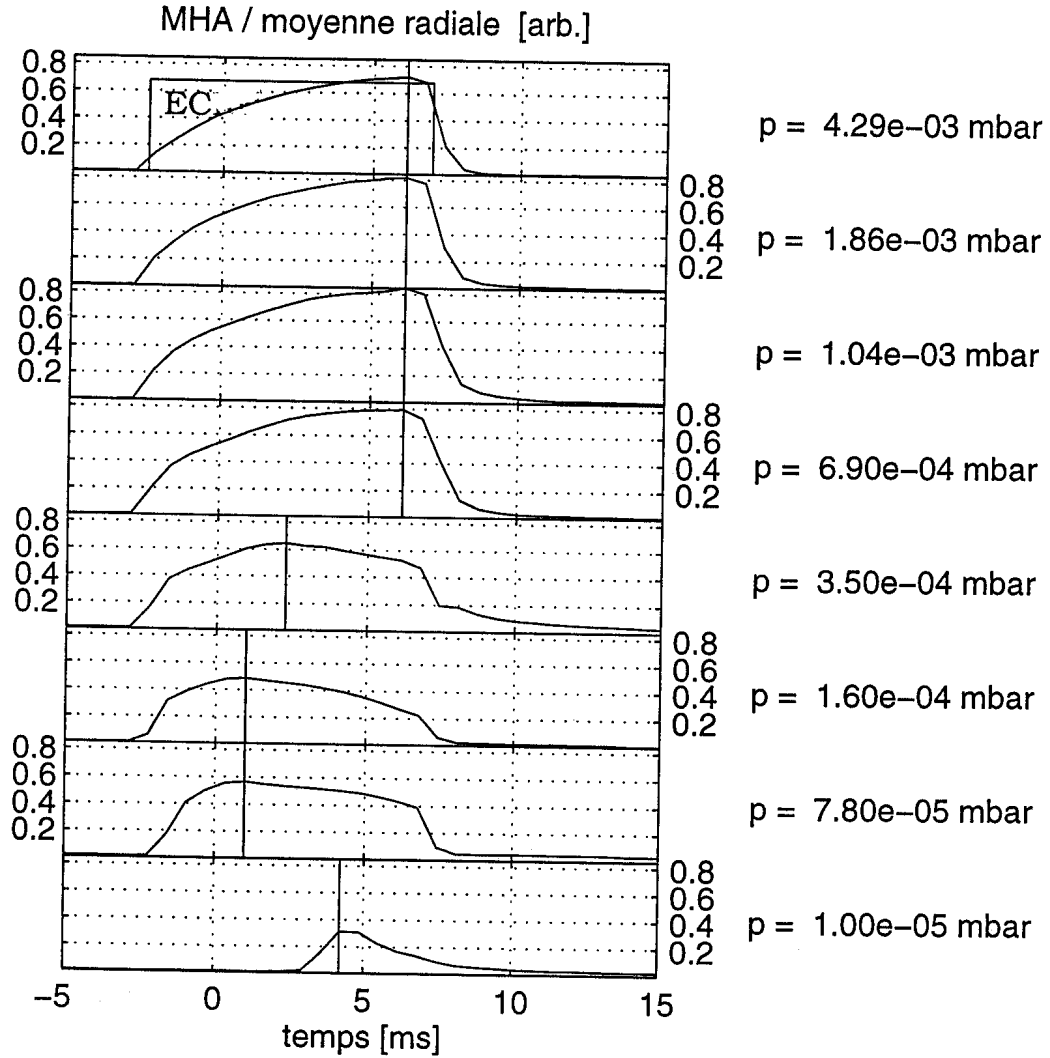


Figure 4.4.8: Evolution temporelle de la moyenne des 129 canaux de la caméra multi- D_{α} , en fonction de la pression p . Les traits verticaux marquent les maxima d'émission. Pour toutes les décharges, l'injection d'onde est effectuée selon le rectangle avec l'inscription "EC".

Un balayage de la puissance injectée P_{EC} a été effectué avec $p = 1.6 \cdot 10^{-4}$ mbar et $R_{EC} \approx R_0$. A $P_{EC} \sim 5$ kW seulement, l'ECBD a

été réalisé (avec $n_e \ll n_{n0}$). A des niveaux de puissance supérieurs, le maximum d'intensité D_α est atteint au bout d'un temps $\tau_{\max} < 9$ ms. τ_{\max} décroît lorsqu'on augmente P_{EC} (figure 4.4.9). Les maxima de \mathcal{S}_n^Z et d'émission D_α sont représentés à la figure 4.4.10. Les signaux ont une croissance monotone en fonction de P_{EC} . Afin d'atteindre l'ionisation complète du gaz, il est nécessaire d'injecter une puissance P_{EC} plus grande que 40 kW. Une extrapolation linéaire de $\mathcal{S}_n^Z(P_{EC})$ suggère que l'ionisation est complète pour $P_{EC} \sim 170$ kW. Cette estimation ne tient compte ni de la diminution de $Q_{e \rightarrow n}$ lorsque n_n diminue, ni d'une augmentation éventuelle du nombre d'atomes disponibles par désorption de la paroi.

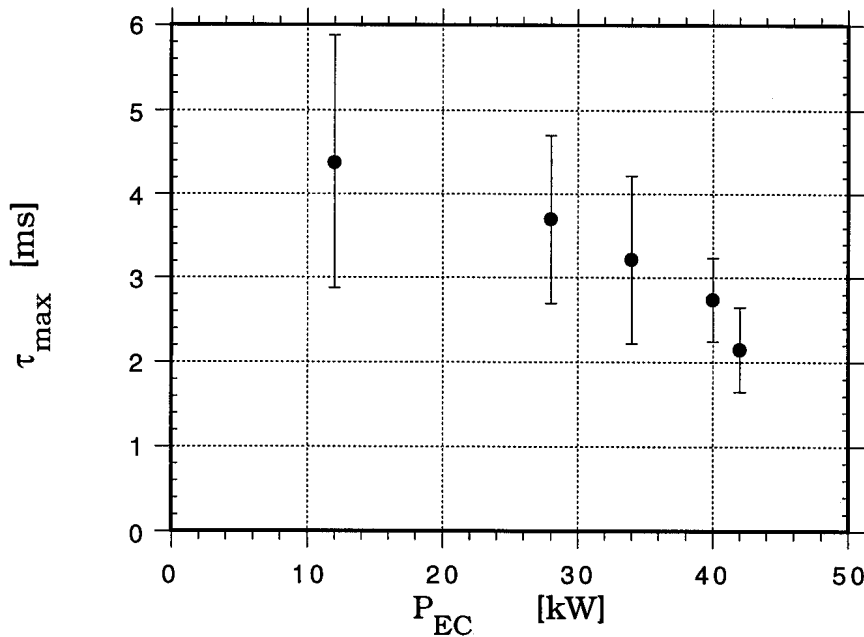


Figure 4.4.9: Temps τ_{\max} écoulé entre le début de l'injection d'onde et le moment où l'on obtient le maximum d'émission D_α (moyenne sur les 129 canaux de la caméra multi- D_α), en fonction de P_{EC} , avec $p = 1.6 \cdot 10^{-4}$ mbar et $R_{EC} \approx R_0$. Pour $P_{EC} \sim 5$ kW, on a $\tau_{\max} > 9$ ms.

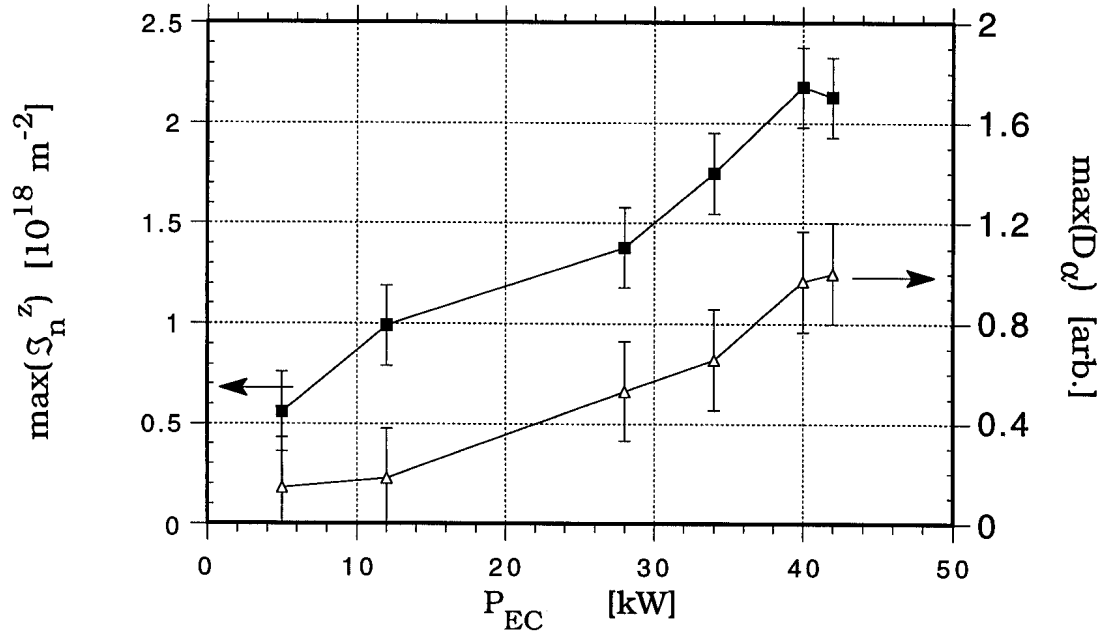


Figure 4.4.10: Maximum de \mathcal{Z}_n^Z (carrés pleins) et de l'émission D_α (triangles) au cours de la décharge, en fonction de P_{EC} (lignes de visée verticales à $R \approx R_0$).

Avec $P_{EC} \approx 20$ kW et $p = 1.2 \cdot 10^{-3}$ mbar, la position R_{EC} de la résonance a été balayée en variant le paramètre $R \cdot B_\phi$:

$$R_{EC} = \frac{e}{m_e \omega_{ce}} R B_\phi. \quad (4.4.6)$$

Il est pratique de représenter la position radiale par le petit rayon réduit x ,

$$x = \frac{R - R_0}{a}, \quad (4.4.7)$$

dont la valeur est négative du côté haut-champ. Cette représentation est utilisée dans la figure 4.4.11 qui montre le profil radial d'émission D_α (caméra multi- D_α) en fonction de la position de l'ECR, tout au début des décharges (lorsque l'absorption à la couche hybride supérieure n'est pas encore perceptible). Le maximum du profil de densité suit également la

position de l'ECR. Pour la plage de $R \cdot B_\phi$ dans laquelle le balayage a été effectué (figure 4.4.11), l'émission D_α a une intensité plus grande pour $x = -0.2$ que pour $x = -0.8$, alors que \Im_N^Z et l'émission CIII ne dépendent pas significativement de la position de la résonance. Comme la pression de remplissage et la puissance EC ont été maintenus constants, on conclut à l'aide de (2.3.22) que l'émission D_α varie à travers $\langle v\sigma_{i0n} \rangle$ qui ne dépend que de la température électronique. Il est donc probable que la variation de la distance entre l'ECR et la paroi provoque un changement de la température électronique à travers (4.2.6), en agissant sur le temps τ_{Ee} .

L'ECBD n'a pas été obtenu à la deuxième harmonique (X2), malgré des tentatives sur une plage de pression comprise entre $2.5 \cdot 10^{-5}$ mbar et $1.7 \cdot 10^{-3}$ mbar et avec des puissances P_{EC} entre 100 et 500 kW. Dans quelques expériences, cependant, le mode X2 a été injecté juste après une décharge d'ECBD (O1) (figure 4.4.12) [59]. Lorsqu'on génère d'abord un plasma avec le mode O1, le mode X2 peut assurer la continuité de l'ECBD et faire croître la densité.

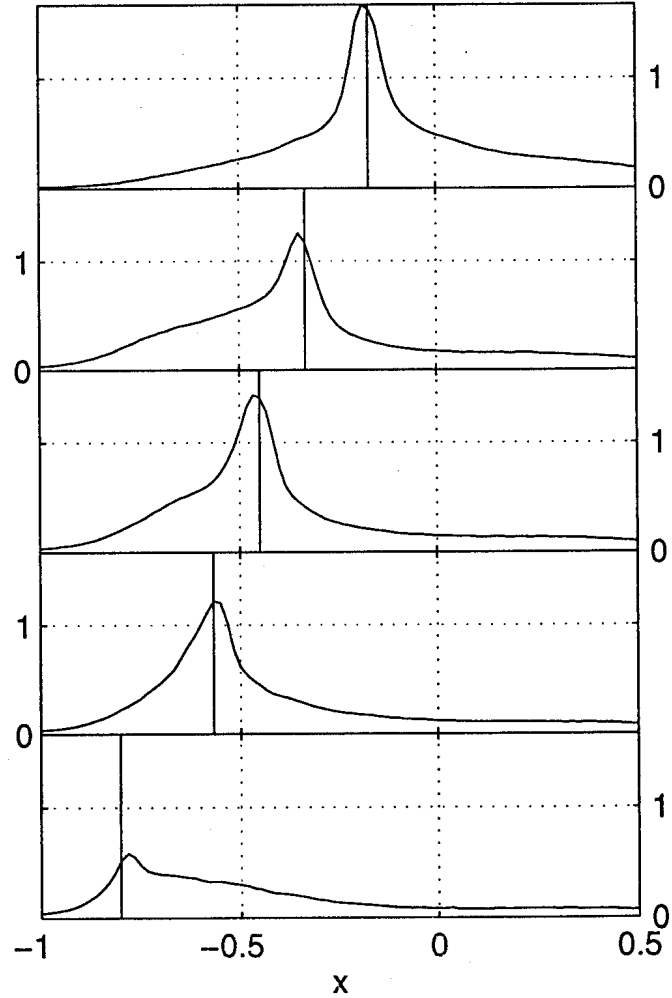


Figure 4.4.11: Profil radial d'émission D_α (caméra multi- D_α) en fonction de la position de l'ECR, en termes de petit rayon réduit x (4.4.7), environ 0.6 ms après le début de la décharge. La position de la résonance calculée à partir de $R \cdot B_\phi$ (4.4.6) est représentée par un trait vertical. Le fait que les lignes de visée de la caméra ne soient pas tout à fait verticales (figure 2.2.2a) explique que les maxima des profils ne coïncident pas exactement avec les positions de résonance (erreur de l'ordre de la largeur des pics).

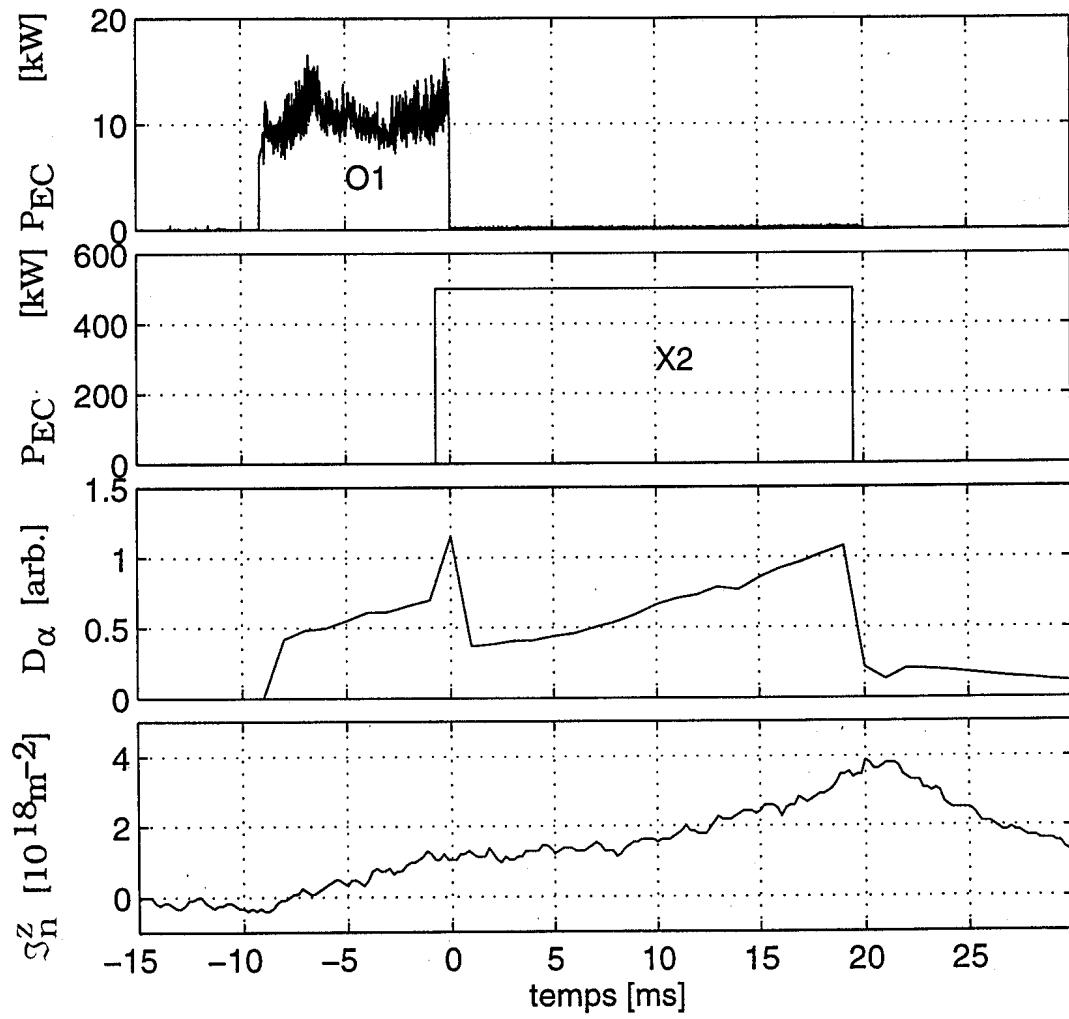


Figure 4.4.12: Exemple d'ECBD (O1) suivi d'une injection d'onde en mode X2, avec $p = 7 \cdot 10^{-4}$ mbar, $R_{EC} \approx 0.84$ m (O1, 40.33 GHz) et $R_{EC} \approx 0.82$ m (X2, 82.7 GHz).

4.5 Discussion

Sur TCV, l'ECBD n'a été obtenu qu'en première harmonique (injection en mode O1 depuis le côté bas-champ). On l'a obtenu sur une plage de pression de $\sim 10^{-5}$ à 10^{-2} mbar ($P_{EC} \sim 20$ kW) et pour des valeurs de P_{EC} aussi faibles que ~ 5 kW ($p = 1.6 \cdot 10^{-4}$ mbar). Pour des puissances $P_{EC} \leq 42$ kW, l'ionisation est incomplète. On estime que l'ionisation complète requiert $P_{EC} \sim 170$ kW. Cette estimation ne tient compte ni de la diminution de $Q_{e \rightarrow n}$ lorsque n_n diminue, ni d'une augmentation éventuelle du nombre d'atomes disponibles par désorption de la paroi. A titre de comparaison, on estime, pour TCA, le même ordre de puissance EC (~ 200 kW), mais avec une pression de $9.2 \cdot 10^{-6}$ mbar, soit inférieure d'un facteur ~ 17 par rapport à TCV (valeurs pour obtenir un maximum de densité électronique). Si on admet, pour cette comparaison, que la valeur de T_e est la même pour TCV et TCA, la relation (4.2.13) donne une indication sur le rapport entre les temps de confinement de ces deux tokamaks. Pour une extension radiale maximum du plasma (2a), on a:

$$\tau_{Ee} \propto \frac{n_e a b R_0}{P_{ECRH}}. \quad (4.5.1)$$

Dans (4.5.1), la valeur de n_e est celle pour l'ionisation complète. Avec un rapport n_e (TCV) / n_e (TCA) ~ 2 , on estime donc: τ_{Ee} (TCV) / τ_{Ee} (TCA) $\sim 2-3$. Si on admet que les pertes par champ d'erreur sont dominantes par rapport aux autres mécanismes de perte, on obtient, de (2.3.18), avec $\langle v_{\parallel} \rangle \approx c\beta_t$ fixe, que la longueur de connexion L de TCV est également $\sim 2-3$ fois plus grande que celle de TCA. Cela signifie que la puissance EC n'a pas besoin d'être augmentée proportionnellement au volume de la chambre.

Pour TCV, le temps de claquage mesuré (généralement en dessous de 1 ms) est en accord avec la théorie (proportionnalité inverse à la pression de remplissage). Du fait que le plasma d'ECBD est optiquement mince pour le mode O ($\tau_1^{(O)} \sim 0.1$), l'onde est réfléchiée plusieurs fois sur les parois et dépolarisée (génération d'une composante en mode X), avant d'être absorbée dans le plasma. En coupe poloïdale, le plasma d'ECBD a, en effet, la forme d'une bande verticale autour de la résonance et s'étend sur toute la

hauteur de la chambre (avec un maximum de densité à la hauteur de l'injection); cela indique que l'onde remplit entièrement le volume de la chambre. Bien que le mode X ait une épaisseur optique plus grande que le mode O (d'un ordre de grandeur), la plus grande partie de la puissance est convertie en onde de Bernstein électronique, puis complètement absorbée dans la couche d'absorption hybride supérieure. Les deux couches d'absorption ont été résolues radialement sur TCA et TCV; on observe une prédominance de l'absorption à la couche d'absorption hybride supérieure. Finalement, les mesures de transmission de mode O1 au premier passage montrent que des électrons suprathermiques sont produits dans le voisinage de la résonance cyclotron, avec une température effective de l'ordre de 200-300 eV pour 20 kW de puissance injectée.

5 Démarrage du courant avec l'assistance d'onde EC

Lors du démarrage du courant par le transformateur, sans EC, une grande partie de la tension V_s induite sur le bord du plasma (2.3.2) est résistive (V_{res}), surtout pour les décharges pour lesquelles la valeur du champ électrique induit E_ϕ est proche de la limite inférieure de claquage (2.3.19). Par conséquent, la tension inductive V_{ind} est limitée par (2.3.6), et la rampe de courant dI_p/dt maximum qu'on peut atteindre (2.3.7) est déterminée par l'inductance interne L_1 .

Par contre, si le plasma est chauffé par une source d'onde EC pendant le démarrage du courant, la résistance R_p du plasma diminue, ainsi que la tension V_{res} . Une réduction de la tension par tour requise pour le démarrage de l'ordre de ~50% a ainsi été obtenue sur divers tokamaks, dont TCV. Avec la fraction de V_{res} qu'on économise, on peut également faire augmenter V_{ind} et dI_p/dt , et le courant nominal de la décharge peut être atteint plus rapidement. Accessoirement, on peut diminuer légèrement la consommation de flux magnétique $\int V_s dt$ du transformateur (jusqu'à 45 mVs épargnés sur TCV) en économisant sur la dissipation résistive ($\int V_{res} dt$). Finalement, le claquage et la rampe de courant peuvent avoir lieu plus tôt avec que sans injection d'onde, en déplaçant le début de l'injection d'onde. Cela permet de minimiser la tension V_{loop} requise pour démarrer le courant (~50% sur TCV).

5.1 Modèle

Le claquage et le démarrage assistés d'onde EC dépendent fortement du temps de début de l'injection d'onde. Si l'onde est injectée après le début de la rampe de courant, en tant que perturbation du bilan thermique des électrons, on peut appliquer la théorie du paragraphe 2.3.1, où on ajoute une source supplémentaire de chauffage électronique (EC). Un modèle plus complet est nécessaire lorsque l'injection d'onde commence avant la rampe de courant. Dans ce cas, on doit généraliser le modèle d'ECBD (§4.2) au cas où le transformateur est utilisé ($E_\phi \neq 0$). Ce modèle a été appliqué par Lloyd et al. [5] dans le cadre du projet ITER. Maroli et Petrillo [17] ont étudié le cas où l'ECBD ($E_\phi = 0$) est suivi d'une phase de rampe de courant ($E_\phi \neq 0$), afin de comprendre le mécanisme des deux processus séparément. En présence d'un courant plasma $I_p \neq 0$, avec $B_p \gg \delta B$, le mécanisme de perte d'électrons par champ d'erreur δB (2.3.18) est négligeable. En fonction de B_p , on a donc une amélioration du confinement par rapport au cas $I_p = 0$. De plus, on doit tenir compte d'une profondeur de pénétration limitée des atomes neutres dans le plasma ($V_n < V_p$) [5], où les volumes V_n et V_p ont été introduits au paragraphe 4.2. D'autre part, les pertes d'énergie par les impuretés peuvent avoir de l'importance, comme il est par exemple montré par Lloyd et al. pour le cas d'ITER [5]. Finalement, le bilan d'énergie (4.2.6) est complété par le terme de chauffage ohmique Q_{OH} (P_{OH} divisé par le volume du plasma confiné) et par un terme de perte d'énergie par rayonnement de freinage Q_{brem} (interaction entre les électrons et les ions):

$$\frac{3}{2} \frac{d}{dt} (n_e k_B T_e) = Q_{OH} + Q_{EC} - Q_{e \rightarrow n} - Q_{ei} - Q_{imp} - Q_{conv}^e - Q_{brem}. \quad (5.1.1)$$

Le système d'équations qui résulte se complète par les relations (2.3.5-6) pour les paramètres V_s , I_p , R_p , et L_i .

Au cas où, au début d'une rampe de courant, Q_{conv}^e est le terme de perte dominant de (5.1.1), et si la pression des électrons varie lentement $\left(\tau_{Ee} \ll \left| \frac{n_e k_B T_e dt}{d(n_e k_B T_e)} \right| \right)$, on obtient l'approximation suivante (équivalente à (4.2.13) pour l'ECBD):

$$\frac{3}{2} (n_e k_B T_e) \approx (Q_{OH} + Q_{EC}) \tau_{Ee}. \quad (5.1.2)$$

5.2 Expériences

Dans le paragraphe 2.3, un exemple de reconstruction d'équilibre est montré pour un démarrage sans l'assistance d'onde EC (figure 2.3.9). Dans cet exemple, la tension résistive V_{res} peut être calculée à partir de la relation (2.3.6). La reconstruction d'équilibre est possible à partir du moment où le courant I_p atteint au moins ~ 80 kA, c'est-à-dire au plus tôt ~ 20 ms après le début de la rampe de courant. Cependant, les premières ~ 20 ms sont particulièrement importantes pour le démarrage de TCV assisté en mode O1: expérimentalement, la diminution de la tension V_{res} se limite aux premières 10 à 20 ms, en raison d'une augmentation rapide de la densité électronique en fonction du temps ($\beta_n^Z \sim 5 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-2}$ en ~ 10 ms; les conséquences sont discutées plus bas).

Pour l'étude du démarrage assisté, il est judicieux de comparer toute décharge assistée avec une décharge identique non assistée (appelée ici décharge de "référence"). Pour TCV, lorsque l'onde est injectée après le début de la rampe de courant de référence, on a généralement $\Delta V_{loop} \ll V_{loop}$, où le symbole Δ représente la différence entre les valeurs des deux décharges; le profil du courant plasma n'est pas modifié significativement par l'injection d'onde. Dans ce cas, l'approximation $\Delta(I_p dL_i/dt) \ll 2 \cdot \Delta V_{res}$ peut être utilisée pour simplifier l'expression pour la différence des tensions résistives:

$$\Delta V_{res} \approx \Delta V_{loop} - L_i \Delta(dI_p/dt). \quad (5.2.1)$$

De plus, lorsque $\Delta(dI_p/dt)$ s'annule, on obtient $\Delta V_{res} \approx \Delta V_{loop}$. Dans toutes les décharges de TCV, une rétroaction est effectuée visant à maintenir l'évolution du courant I_p à une consigne préprogrammée. Ainsi, une estimation de ΔV_{res} est aussi possible pour $I_p < 80$ kA. Par contre, l'approximation (5.2.1) ne se justifie pas lorsque l'injection d'onde commence avant le début de la rampe de courant, en particulier pour $\Delta V_{loop} \sim V_{loop}/2$, car l'onde peut influencer significativement le profil de courant.

Pour la plupart des expériences de démarrage assisté, le centre du plasma a été placé aussi près que possible de la hauteur d'injection de l'onde. Comme la configuration du champ magnétique poloïdal a été optimisée auparavant pour un démarrage non assisté à $Z \approx$

+40 cm, on a choisi cette position pour les expériences (l'onde est injectée à $Z = +46$ cm).

Toutes les expériences ont été effectuées dans des conditions de démarrages identiques (même configuration magnétique poloïdale pendant une série de tirs). Les parois ont été conditionnées entre les tirs par une décharge lumineuse d'hélium, afin de limiter la quantité de deutérium retenue dans les tuiles en graphite et d'assurer un coefficient de recyclage d'atomes neutres proche de 1 (cf §4.2).

Au moment du claquage à $Z \approx +40$ cm (sans EC), le champ magnétique poloïdal s'annule dans trois régions de la chambre (figure 2.3.7). C'est à ces endroits, et en particulier aux positions $Z \approx \pm 40$ cm, que le claquage et le début du courant plasma ont lieu. Au cours de la rampe de courant, les contributions provenant des régions autres que celle à $Z \approx +40$ cm disparaissent. La figure 5.2.1 montre, en fonction de Z , l'émission D_α (lignes de visée horizontales) correspondante. La contribution à $Z \approx -40$ cm, d'abord bien visible, disparaît environ 7 ms après le début de la rampe de courant.

Pour que les modifications de V_{loop} et de I_p soient significatives pour $\mathfrak{S}_n^Z > 2 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-2}$ (niveau de densité électronique habituel), il est nécessaire d'injecter plus que ~ 40 kW. Une série d'expériences a été effectuée avec ~ 80 kW injectés. On a observé une diminution de la tension par tour V_{loop} d'autant plus importante que la densité électronique était faible. D'une part, ceci est lié au courant plasma dont l'évolution montre, en règle générale, les mêmes tendances que celle de la densité. La puissance ohmique - à V_{loop} constante - est proportionnelle à I_p . Ainsi, l'effet de l'onde sur la tension par tour augmente avec le rapport P_{EC}/P_{OH} et diminue donc fortement avec la densité. D'autre part, à densité élevée, la réfraction de l'onde sous l'effet du gradient de densité est importante. En admettant un plasma approximativement circulaire et un profil de densité parabolique avec un petit rayon de l'ordre de ~ 15 à 20 cm, on trouve que la densité de coupure du mode O est atteinte au centre du plasma à partir de $\mathfrak{S}_n^Z \sim 4 \cdot 10^{18}$ à $5 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-2}$. Pour un plasma dont le centre se situe à $Z \approx +40$ cm, en particulier, le faisceau injecté est dévié vers le haut, comme il a été confirmé par la mesure du profil de transmission (figure 5.2.2); il en résulte une diminution de la

fraction de puissance absorbée dans le plasma porteur du courant. Le profil de transmission peut être comparé avec un cas d'ECBD à faible réfraction (figure 4.3.5). On trouve que l'effet de réfraction d'onde affecte surtout la position verticale du centre du faisceau (plus haute de $\Delta y \approx 40$ mm par rapport à la figure 4.3.5), mais aussi les rayons de tache du champ (différence $\Delta w_x \approx 10$ mm pour w_x).

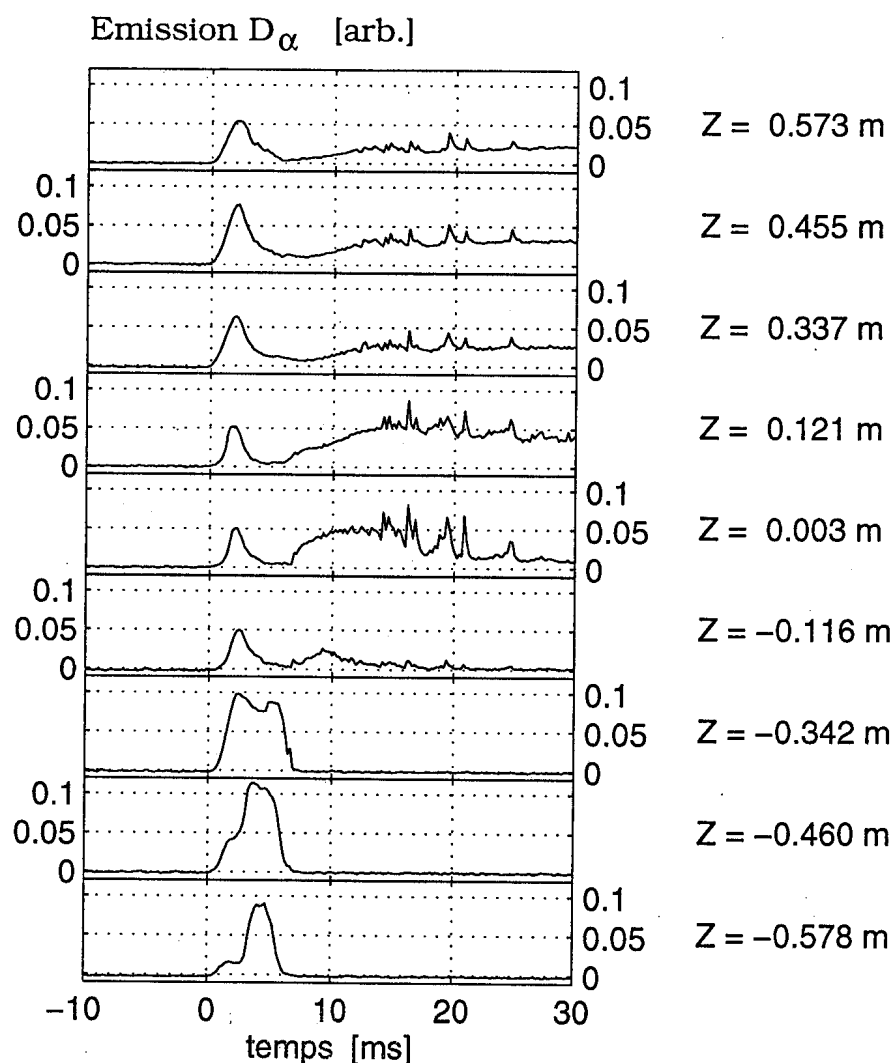


Figure 5.2.1: Emission D_α en fonction de Z (lignes de visée horizontales), pour la même décharge qu'à la figure 2.3.7 (démarrage à la position $Z +0.4$ m). Au début de la décharge, les intensités les plus grandes sont observées à $Z = 0.455$ m et aux environs de $Z \sim -0.4$ m; seule la contribution du haut subsiste au cours de la décharge.

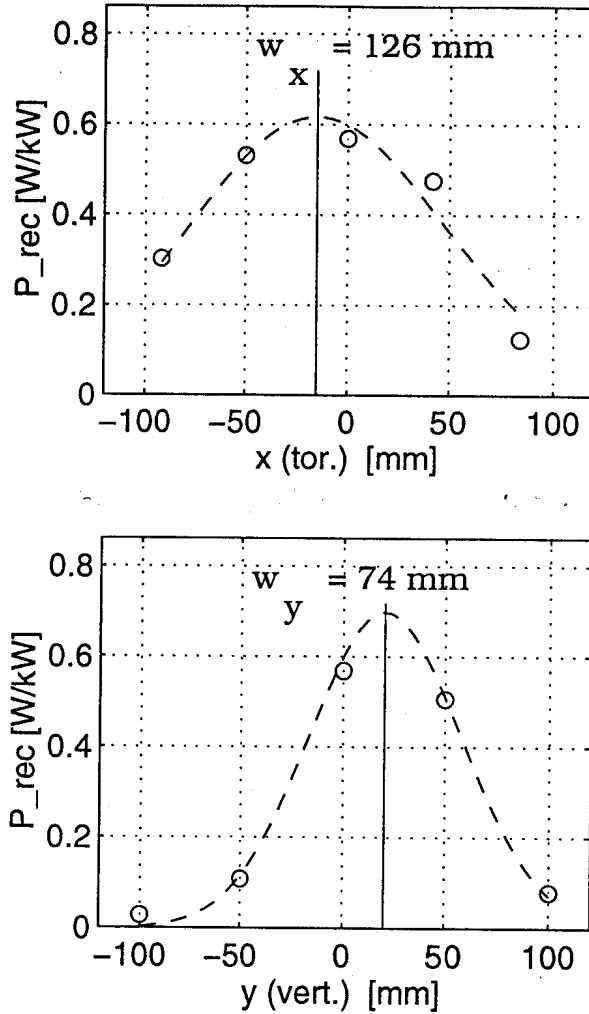


Figure 5.2.2: Profil de transmission du mode O1 ($P_{EC} \approx 80 kW$) au premier passage dans un plasma de démarrage à $Z \approx +40 cm$, avec $\mathfrak{S}_n^Z \approx 5 \cdot 10^{18} m^{-2}$, $p = 9.7 \cdot 10^{-5} mbar$ et $R_{EC} = 0.83 m$. P_{rec} est la puissance reçue normalisée par rapport à la puissance du gyrotron [W/kW]. Le centre du faisceau à la réception est environ 40 mm plus haut que sans plasma ($y \approx -20 mm$).

Dans le cas de la figure 5.2.3, l'injection d'onde commence environ 1 ms après le début de la rampe de courant, avec une pression de remplissage $p = 1.3 \cdot 10^{-4} mbar$. V_{loop} est plus basse de $\sim 1 V$ et le

courant I_p augmente plus rapidement que dans la décharge de référence. Cela correspond à une diminution de la tension résistive V_{res} . L'effet sur la rampe de courant est observé pendant les premières millisecondes, lorsque S_n^Z est en dessous de $2.5 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-2}$.

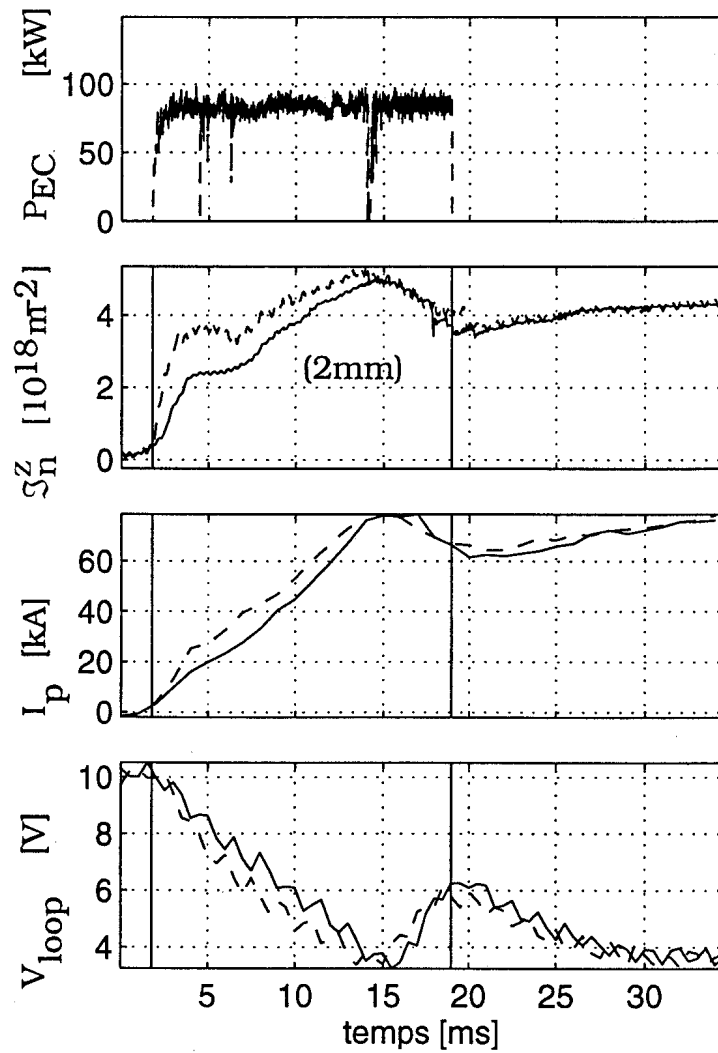


Figure 5.2.3: Démarrage avec (traitillé) et sans (trait continu) EC ($P_{EC} \approx 80 \text{ kW}$), à $Z \approx +40 \text{ cm}$, $p = 1.3 \cdot 10^{-4} \text{ mbar}$ et $R_{EC} = 0.83 \text{ m}$.

Si le début de l'injection d'onde est retardé d'environ 4 ms (figure 5.2.4), aucune différence n'est observée entre le démarrage assisté et la référence.

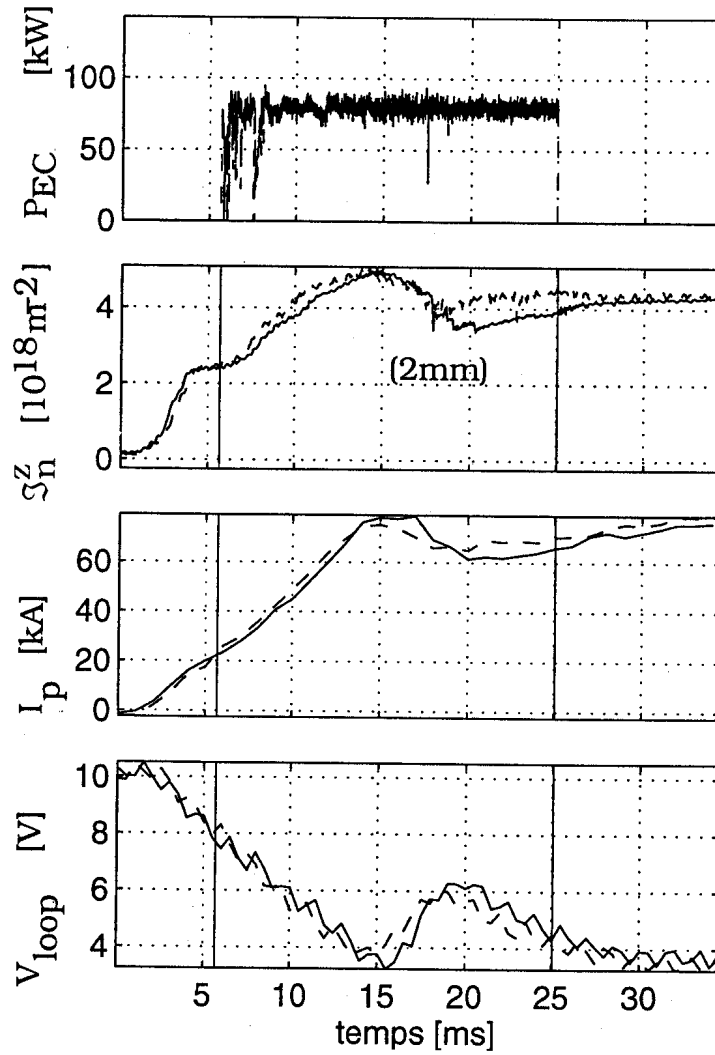


Figure 5.2.4: Démarrage avec (traitillé) et sans (trait continu) EC ($P_{EC} \approx 80$ kW, retardé d'environ 4 ms), à $Z \approx +40$ cm, $p = 1.3 \cdot 10^{-4}$ mbar et $R_{EC} = 0.83$ m.

Si, au contraire, le début de l'injection d'onde est avancé de 4 ms (figure 5.2.5; avec $p = 2.3 \cdot 10^{-4}$ mbar), le claquage est produit par

l'onde 4 ms plus tôt et permet d'obtenir $I_p = 30$ kA au bout de ~ 3 ms seulement. Dans cet exemple, la tension par tour maximum V_{loop}^{max} est de 9 V au lieu de 10 V (référence), et V_{loop} est diminué à une valeur atteignant 0.7 fois celle de référence. On notera que, avant la rampe de courant de référence préprogrammée, la valeur de V_{loop} résulte de l'évolution du courant primaire préprogrammé du transformateur. Dans cet exemple, il y a un léger gain de flux magnétique (~ 14 mVs).

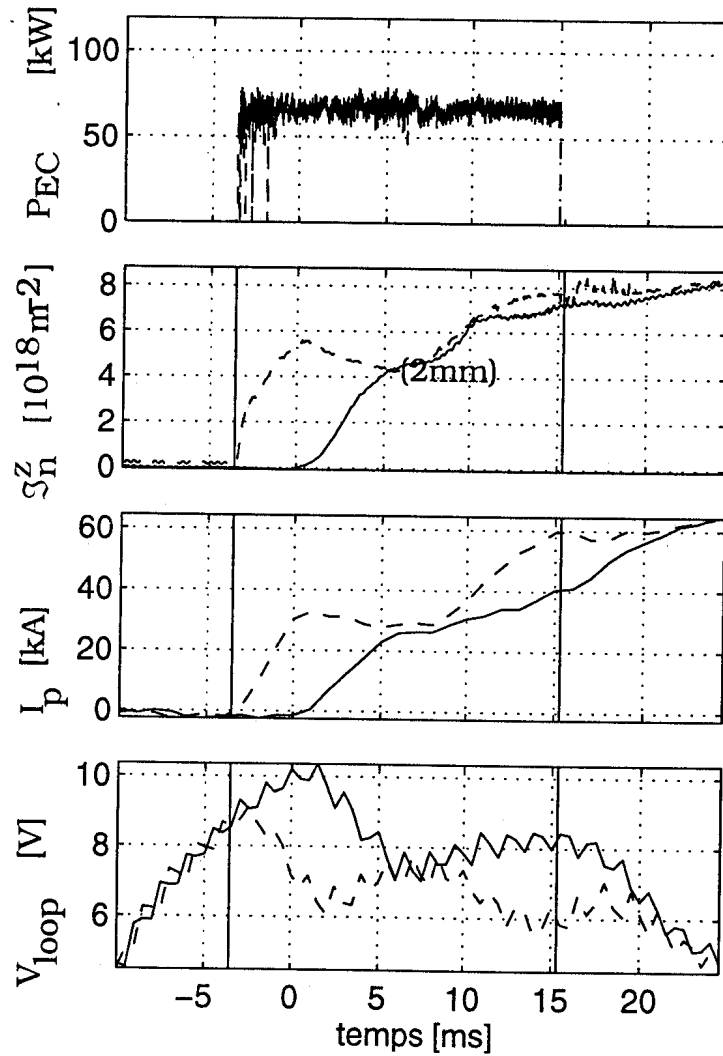


Figure 5.2.5: Démarrage avec (traitillé) et sans (trait continu) EC ($P_{EC} \approx 80$ kW, avancé de 4 ms par rapport au cas de la figure 5.2.3), à $Z \approx +40$ cm, $p = 2.3 \cdot 10^{-4}$ mbar et $R_{EC} = 0.83$ m.

Un effet similaire est également obtenu lorsque, au lieu d'avancer le début de l'injection d'onde, on baisse la pression de remplissage à $p = 9.6 \cdot 10^{-5}$ mbar (figure 5.2.6); on retarde ainsi la rampe de courant de référence, et la tension V_{loop} du démarrage assisté diminue à une valeur atteignant 0.45 fois celle de référence. Le gain de flux magnétique est plus substantiel qu'à la figure 5.2.5 (~ 45 mVs). A la même pression, si l'injection EC a lieu après le début de la rampe de courant de référence, le résultat est à nouveau similaire au cas de la figure 5.2.3.

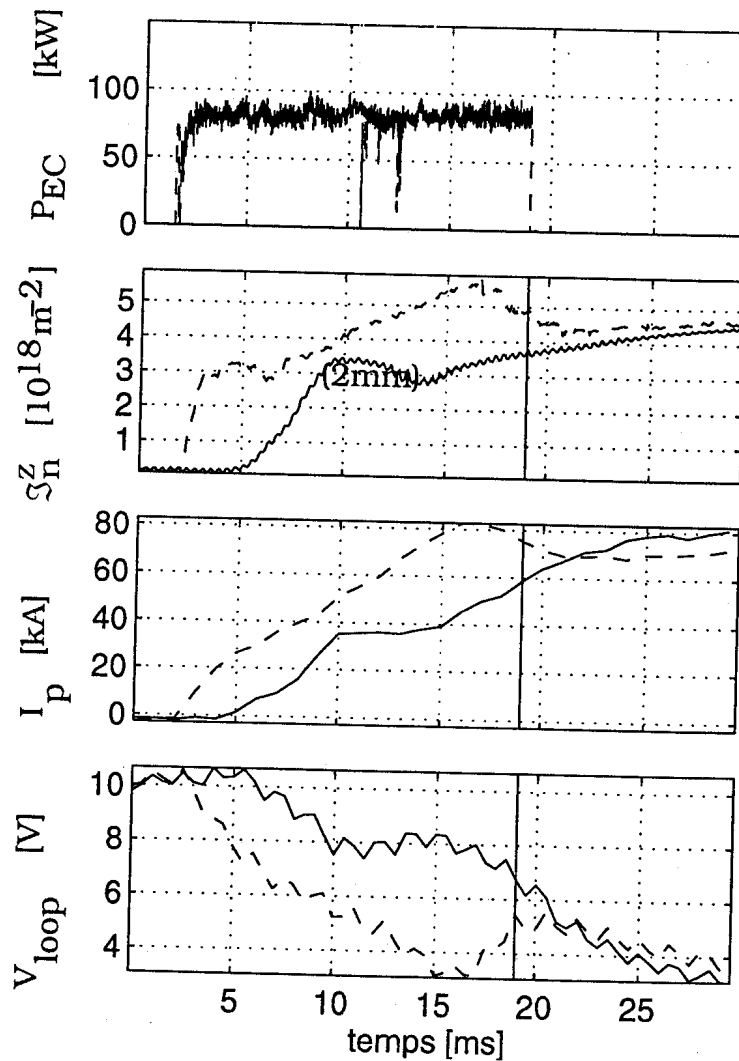


Figure 5.2.6: Démarrage avec (traitillé) et sans (trait continu) EC ($P_{EC} \approx 80$ kW), à $Z \approx +40$ cm, $p = 9.6 \cdot 10^{-5}$ mbar et $R_{EC} = 0.83$ m.

Avec une pression encore plus basse, $p \approx 5 \cdot 10^{-5}$ mbar (figure 5.2.7), le claquage de la décharge de référence est considérablement retardé par rapport aux exemples précédents, de sorte que le courant I_p ne peut pas suivre la consigne préprogrammée (abandon de la décharge). Avec EC, le courant démarre juste après l'injection d'onde (le délai étant de l'ordre du temps de claquage), et V_{loop} tombe à 0 V au bout d'environ 20 ms.

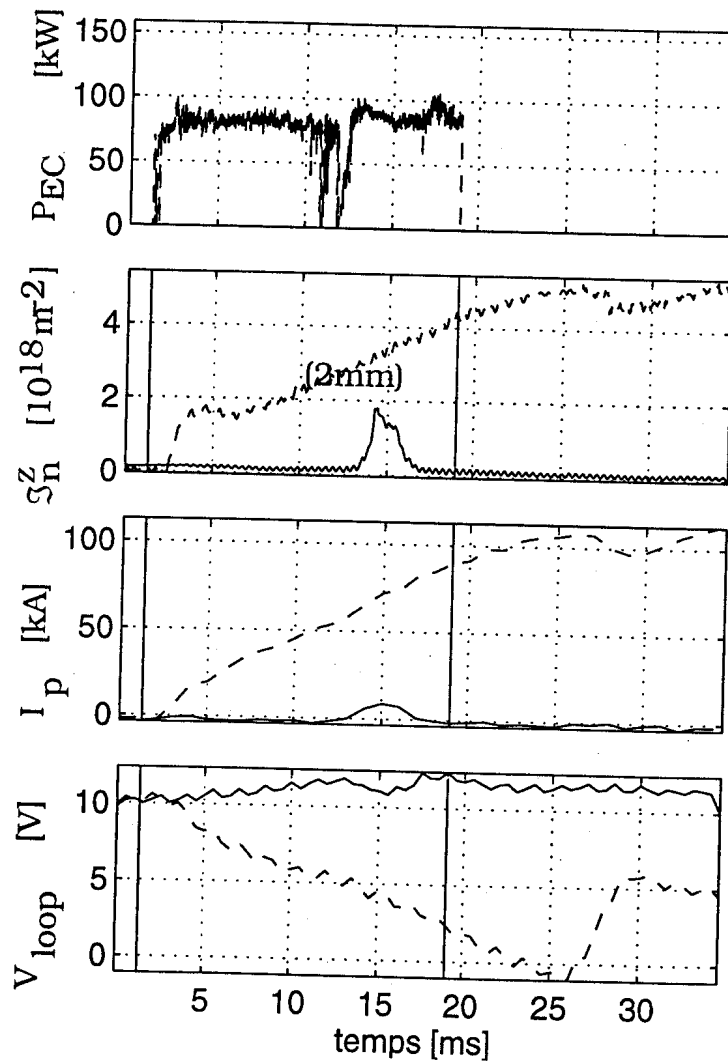


Figure 5.2.7: Démarrage avec (traitillé) et sans (trait continu) EC ($P_{EC} \approx 80$ kW), à $Z \approx +40$ cm, $p \approx 5 \cdot 10^{-5}$ mbar et $R_{EC} = 0.83$ m.

A des positions verticales du plasma Z très éloignées de $+46$ cm, l'onde doit subir plusieurs réflexions sur les parois de la chambre et traverser plusieurs fois la résonance avant d'accéder au plasma porteur du courant de démarrage. Pourtant, l'effet de diminution de V_{loop} ne se limite pas à des démarrages autour de $Z \approx +40$ cm. A $Z \approx 0$ cm, on a obtenu une tension par tour maximum $V_{\text{loop}}^{\text{max}} = 5$ V au lieu de $V_{\text{loop}}^{\text{max}} = 9$ V (référence) et jusqu'à 6 V de réduction de V_{loop} , en injectant seulement ~ 15 kW, environ 3.5 ms avant le démarrage du courant de référence (figure 5.2.8); le gain de flux magnétique est de ~ 45 mVs pour cette décharge.

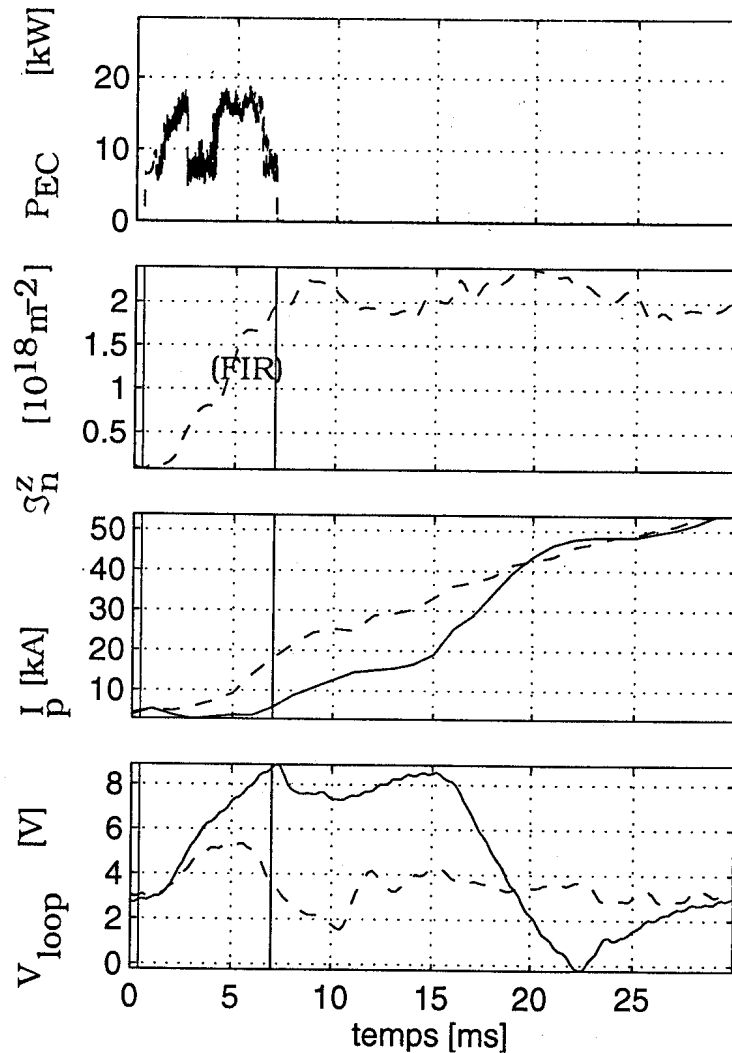


Figure 5.2.8: Démarrage avec (traitillé) et sans (trait continu) EC ($P_{EC} \approx 15$ kW), à $Z \approx 0$ cm, $p \approx 7 \cdot 10^{-5}$ mbar et $R_{EC} = 0.80$ m.

Dans le cas exceptionnel de la figure 5.2.8, le record de faible densité électronique pendant le démarrage de référence a été réalisé ($\mathfrak{Z}_n^Z < 2 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-2}$) avec $p \approx 7 \cdot 10^{-5} \text{ mbar}$. On en conclut que l'effet sur V_{loop} augmente lorsqu'on augmente la puissance EC et lorsque la densité électronique diminue.

Les expériences de démarrage du courant ont également été effectuées pour diverses positions verticales, à puissance EC constante, $P_{\text{EC}} \approx 40 \text{ kW}$. La tension par tour maximum $V_{\text{loop}}^{\text{max}}$ nécessaire est représentée à la figure 5.2.9, pour les cas avec et sans EC. Alors que les valeurs de $V_{\text{loop}}^{\text{max}}$ sont différentes pour $Z \approx +40 \text{ cm}$ et $+23 \text{ cm}$, aucune différence n'est constatée entre les positions $Z \approx +23 \text{ cm}$ et -23 cm (configuration de champ poloïdal inversée), ce qui indique une symétrie haut-bas pour ces démarrages.

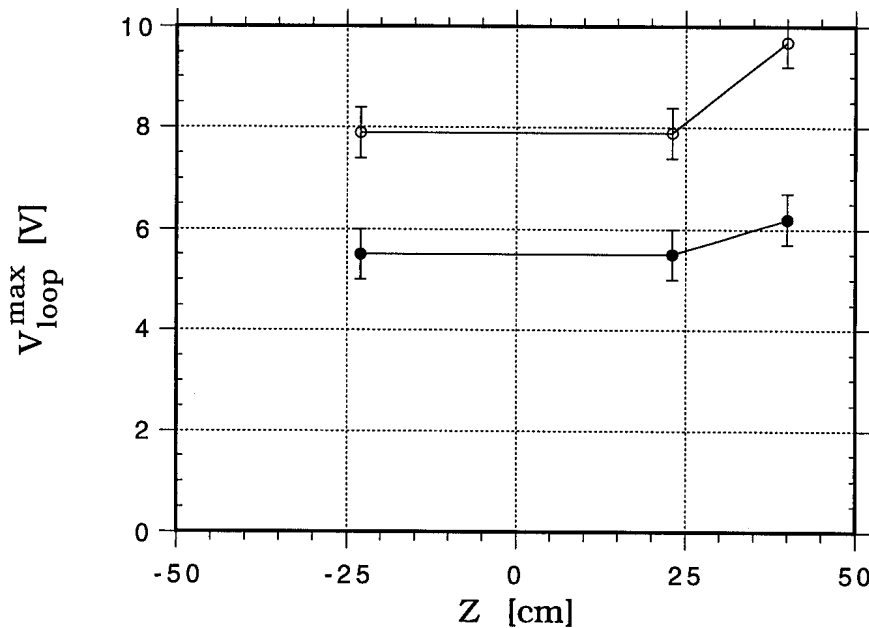


Figure 5.2.9: Tension par tour maximum nécessaire pour le démarrage du courant, avec $P_{\text{EC}} \approx 40 \text{ kW}$ (cercles pleins) et sans injection d'onde (cercles vides), en fonction de la position verticale Z du centre du plasma.

Le cas de l'ECBD suivi d'un enclenchement du transformateur a également été réalisé (figure 5.2.10). Si $V_{loop} > 3 \text{ V}$ est atteint avant la fin de l'injection d'onde, le plasma est maintenu et le courant démarre aussitôt. Si $V_{loop} < 3 \text{ V}$, le plasma s'éteint aussitôt après la fin de l'injection d'onde. La présence d'une densité résiduelle de particules chargées facilite alors le démarrage du courant qui a lieu dès que $V_{loop} = 3 \text{ V}$ (contrairement à $V_{loop} = 7 \text{ V}$ pour le démarrage de référence).

Quelques expériences de démarrage assisté ont également été réalisées en mode X2. Un exemple est montré à la figure 5.2.11, où 150-200 kW de puissance sont injectés, au centre du plasma, au début d'une décharge avec $R_{EC} = 0.79 \text{ m}$. 1 V de diminution de V_{loop} a été obtenu conjointement avec une légère hausse de I_p . Contrairement aux expériences d'assistance en mode O1, l'effet est essentiellement observé près de la fin de l'injection d'onde. Ceci peut être mis en relation avec les épaisseurs optiques pour les modes X2 (et O2) qui croissent avec la température et la densité et qui augmentent donc au cours du temps. De plus, comme l'ECBD n'est pas obtenu en mode X2 (cf §4.4), le début de la rampe de courant n'est pas modifié par l'injection en mode X2.

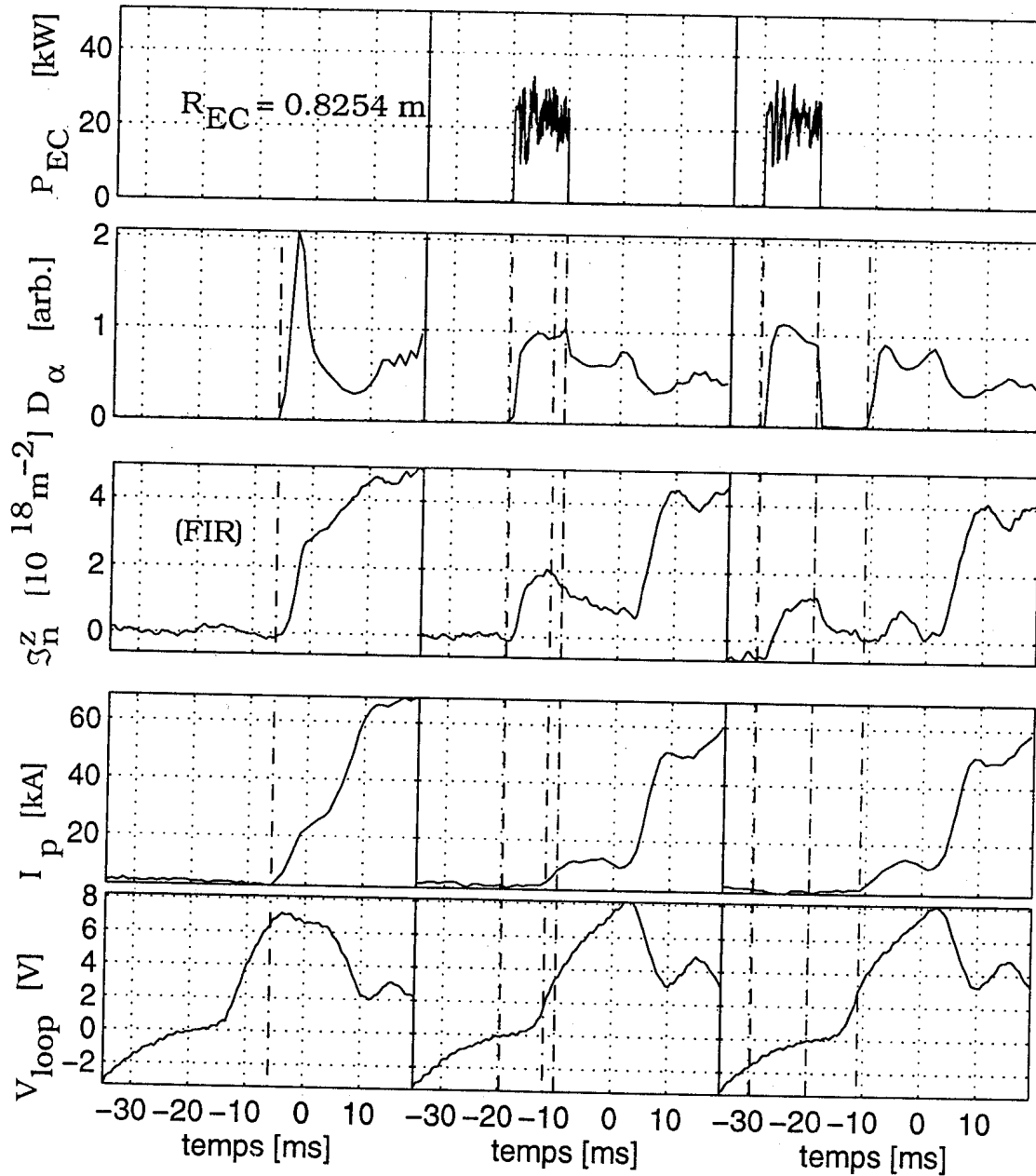


Figure 5.2.10: ECBD suivi d'un enclenchement du transformateur, sans (milieu) et avec (droite) extinction du plasma après l'injection d'onde, en comparaison avec le démarrage de référence (gauche). Les traitillés indiquent l'étendue de l'injection d'onde et le début de la rampe de courant.

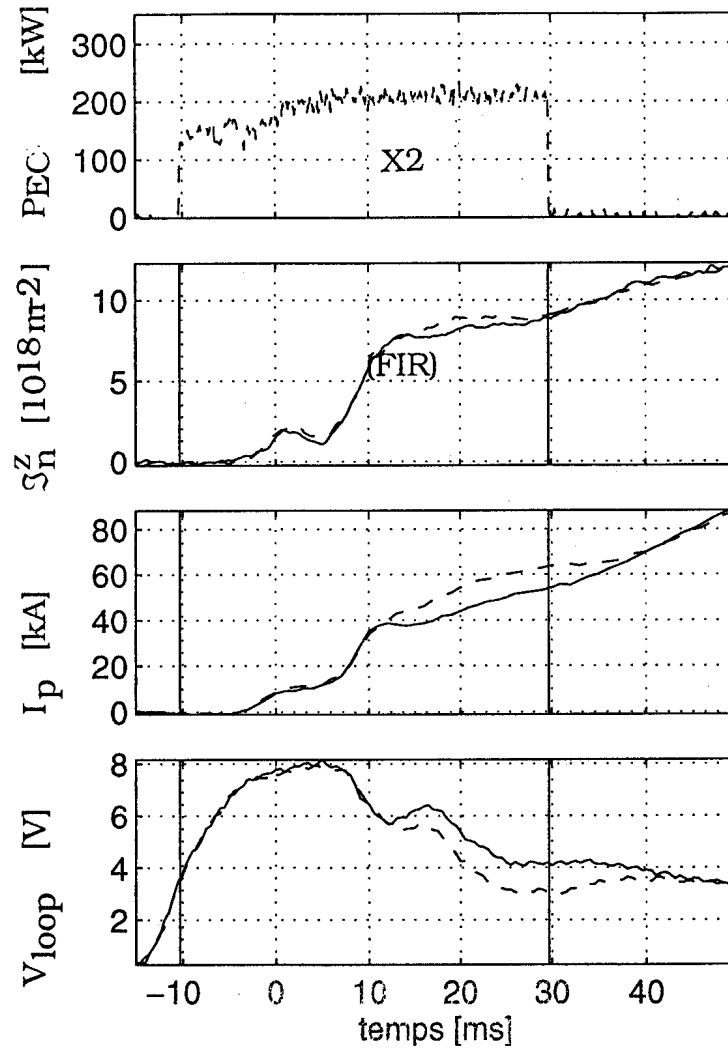


Figure 5.2.11: Démarrage avec (traitillé) et sans (trait continu) EC (X2) ($P_{EC} = 150-200$ kW), $p = 1.6 \cdot 10^{-4}$ mbar et $R_{EC} = 0.79$ m.

5.3 Discussion

Les expériences de démarrage du courant assisté d'onde EC ont été réalisées sur TCV en injectant les modes O1 et X2. Comme les épaisseurs optiques des modes X2 et O2 croissent avec la température et en fonction du temps, la deuxième harmonique agit essentiellement près de la fin de l'injection d'onde, alors que la première harmonique agit vers le début de la rampe de courant et permet de l'avancer en fonction du début de l'injection d'onde. En injectant ~80 kW en mode O1 après le début de la rampe de courant, la tension par tour a été réduite de ~20% au maximum. Lorsqu'on a avancé le début de la rampe de courant en modifiant le début de l'injection d'onde, la tension par tour requise pour le démarrage a été diminuée de 50% avec 15 kW seulement ($E_\phi \approx 1$ V/m; valeur minimale observée sur TCV); au cours de cette décharge avec $\beta_n^Z < 2 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-2}$, la tension V_{loop} a même été diminuée à des valeurs atteignant ~0.3 fois celle de référence, et un léger gain de flux magnétique de ~45 mVs a été obtenu. L'avancement optimum de l'injection d'onde est de ~5 ms. A titre de comparaison, une réduction de V_{loop} de l'ordre de 50% a également été obtenue sur DIII-D [4] et sur la plupart des tokamaks sur lesquelles des expériences similaires ont été effectuées. Dans la plupart de ces expériences, on constate aussi un avancement du temps d'injection d'onde; cet avancement a généralement été maintenu constant (DIII-D: 20 ms, CLEO: 8 ms, Tokapole II: 0.4 ms, ISX-B: 5 ms, etc.). Le minimum de pression de remplissage requis pour démarrer le courant a été diminué sur TCV d'un facteur ~2. Une pression de remplissage réduite permet d'obtenir une densité électronique plus petite au début de la décharge. Plus la densité électronique est faible, plus l'effet de l'onde sur V_{loop} est important. L'efficacité de l'assistance d'onde dépend fortement du rapport entre P_{EC} et P_{OH} . Finalement, une réduction de V_{loop} a été réalisée aussi bien pour un plasma dans le bas que dans le haut de la chambre, grâce aux réflexions multiples de l'onde sur les parois.

6 Conclusions

La production de plasma et le démarrage du courant plasma peuvent être assistés par diverses méthodes (comme l'onde EC, l'onde hybride inférieure, l'onde cyclotron ionique, l'injection d'hélicité ou l'injection de plasma). Les résultats de ce travail ont été obtenus sur le tokamak TCV avec l'assistance d'onde EC et donc, comme outil principal, un gyrotron à 40.33 GHz. L'onde a été injectée horizontalement dans TCV en mode O1, depuis le côté bas-champ, avec un angle de 85° par rapport au champ magnétique toroïdal, et à une hauteur de 46 cm au-dessus de l'équateur du tokamak (l'extension verticale de la chambre à vide étant de 2×72 cm). Un gyrotron à 82.7 GHz a également permis l'injection en mode X2 depuis le côté bas-champ.

La théorie (4.1.12) nous indique que l'absorption dans le plasma pour $k_B T_e < 100$ eV est différente en première et en deuxième harmonique. Pour un plasma raréfié au sens du paragraphe 4.1.1, seule l'épaisseur optique du mode X1 ne dépend pas de la température électronique. Une partie de la puissance en mode X1 est convertie en onde de Bernstein électronique qui est complètement absorbée. En cas d'injection en mode O1, le mode X1 est généré par dépolarisation de l'onde après réflexion aux parois. Le mode O1 peut être injecté depuis le côté bas-champ, contrairement au mode X1 qui ne peut pas se propager à travers la zone d'évanescence. L'hypothèse, selon laquelle les pertes d'énergie du plasma sont essentiellement convectives, nous conduit à la relation (4.5.1); l'ionisation complète requièrerait alors une puissance proportionnelle à la densité électronique multiplié par le volume du plasma d'ECBD divisé par le temps de confinement τ_{Ee} . On doit toutefois tenir compte d'une augmentation du temps τ_{Ee} (2.3.18) avec les dimensions de la chambre à vide et le rapport $B_\phi/\delta B$ entre le champ magnétique toroïdal et le champ d'erreur, ce qui compense en bonne partie l'influence du volume. Dans le cas du projet ITER, la distance a_{eff} et le rapport $B_\phi/\delta B^8$ seront tous deux ~ 10 fois plus grands que sur TCV - on peut alors compter avec une puissance de l'ordre du

⁸Un rapport $B_\phi/\delta B$ de $\sim 5 \cdot 10^4$ devra être réalisé sur ITER, afin d'éviter l'apparition de modes bloqués pendant les décharges [60].

mégawatt (~5 fois plus que la valeur pour TCV déduite de l'expérience) pour ioniser le gaz neutre d'ITER.

Comme les épaisseurs optiques des modes X2 et O2 augmentent avec la température, l'ECBD en deuxième harmonique est plus difficile à obtenir, selon la théorie, qu'en première harmonique. Cette prévision est conforme aux observations sur TCV. Toutefois, il est possible que l'ECBD en mode X2 puisse être obtenu sur TCV, soit en choisissant des valeurs de pression et de puissance EC différentes de celles qui ont déjà été essayées, soit en ajoutant une composante de champ magnétique poloïdal constant pour minimiser les pertes de particules. En mode O1, la largeur de la plage de paramètres pour lesquelles l'ECBD a été obtenu suggère l'utilisation de ce mode pour assister le démarrage des tokamaks dont la paroi a, comme TCV, une résistance toroïdale faible (~20 $\mu\Omega$ pour ITER).

Les expériences de démarrage du courant sur TCV montrent que la tension par tour minimale requise peut être réduite d'un facteur deux avec l'assistance d'une puissance EC modeste en mode O1, en accord avec les expériences des autres tokamaks. Sur TCV, avec 15 kW injectés et pour une densité intégrée $\int n^Z < 2 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-2}$, le démarrage a pu être obtenu avec $E_\phi \approx 1 \text{ V/m}$ (valeur minimale sur TCV), conjointement avec une augmentation de la vitesse de montée du courant. La plage de pression de remplissage de gaz pour laquelle le courant démarre est agrandie avec l'assistance d'onde EC (limite inférieure au moins deux fois plus basse avec ~80 kW que sans EC pour TCV). Pour un réacteur de fusion dont la paroi de l'enceinte a une résistance électrique faible, il est suggéré d'injecter l'onde avant le moment auquel le claquage aurait lieu sans EC, afin de minimiser la tension par tour. Le courant démarre alors à un temps déterminé par l'injection d'onde et non plus par la tension par tour, la pression et la configuration du champ magnétique poloïdal. Un tel avancement du temps d'injection d'onde a été réalisé sur la plupart des expériences de démarrage assisté dans le passé. Les expériences de variation de ce temps sur TCV ont démontré que l'avancement est nécessaire, afin de préioniser le gaz neutre avant la génération de courant, et afin de réduire au mieux la tension par tour requise. Il est également important que le centre du plasma soit accessible pour l'absorption d'onde en première harmonique, même après des réflexions multiples sur les parois, comme le montrent les

résultats de TCV. A cet effet, il est proposé de remplir une quantité de gaz modeste avant le démarrage du courant, afin d'éviter que la densité électronique initiale ne soit excessive. Ce procédé est rendu possible grâce à l'assistance d'onde EC. D'autre part, la valeur de la fréquence de l'onde (et par conséquent du champ magnétique toroïdal à la résonance fondamentale) doit permettre de limiter la réfraction de l'onde par le gradient de densité du plasma. L'effet de la réfraction a été mise en évidence avec l'aide des mesures de transmission au premier passage dans le plasma sur TCV.

La valeur $E_\phi \approx 1$ V/m, obtenue avec 15 kW de puissance EC, n'est pas à considérer comme étant la valeur minimum absolue permettant de démarrer le courant sur TCV. D'une part, comme la dérivée temporelle du courant de la décharge avec EC atteint des valeurs plus grandes que sans EC, une tension par tour légèrement plus basse peut encore être imposée au démarrage assisté de façon à obtenir la même vitesse de montée du courant que pour la décharge de référence. D'autre part, la valeur de E_ϕ requise peut encore être minimisée avec une puissance EC plus élevée. Une étude visant à minimiser E_ϕ serait d'intérêt en vue du démarrage assisté d'un réacteur de fusion.

Le tokamak TCV a été conçu pour étudier l'effet de la forme du plasma sur la stabilité et le confinement. Dans une étape future, les modes O1 et X2 pourraient être utilisés pour assister le démarrage d'un plasma de forme exotique, par exemple en forme de doublet.

ANNEXES

Annexe A

Propagation d'une onde bi-gaussienne et conversion en onde gaussienne

La propagation d'une onde bi-gaussienne selon l'axe z peut être décrite en tant que solution de l'équation d'Helmholtz scalaire,

$$(\Delta + k_n^2) u(x,y,z) = 0, \quad (A1)$$

où $u(x,y,z)$ désigne la dépendance spatiale du champ (électrique) scalaire, et $k_n = 2\pi/\lambda_n$ est le nombre d'onde dans le milieu considéré. On sépare d'abord la dépendance en (x,y) de celle en z dans (A1), à l'aide de l'ansatz

$$u(x,y,z) = f(x,y,z) e^{ik_n z}, \quad (A2)$$

ce qui réduit (A1) à

$$\left(\Delta + 2ik_n \frac{\partial}{\partial z} \right) f(x,y,z) = 0. \quad (A3)$$

L'approximation paraxiale,

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \approx 0, \quad (A4)$$

dont la validité a été confirmée dans l'application à la ligne de transmission, nous permet de trouver une solution de la forme

$$f(x,y,z) = g(z) \exp -(x^2 h_x(z) + y^2 h_y(z)), \quad (A5)$$

satisfaisant l'équation

$$\sum_{\mu=x}^y h_{\mu} \left(2 \mu^2 h_{\mu} - 1 \right) + ik_n \left(\frac{g'}{g} - \sum_{\mu=x}^y \mu^2 h'_{\mu} \right) = 0, \quad (A6)$$

où:

$$2h_{\mu}^2 = ik_n h_{\mu}' \quad (\mu=x,y), \quad (A7)$$

$$h_x + h_y = ik_n g'/g, \quad (A8)$$

et g' , h_{μ}' sont les dérivées de g , h_{μ} selon z . Les solutions de ces équations sont:

$$h_{\mu}(z) = \left[w_{\mu}^2 \left(1 - i\lambda_n \frac{z-z_{\mu 0}}{\pi w_{\mu}^2} \right) \right]^{-1} \quad (\mu=x,y), \quad (A9)$$

$$g(z) = \prod_{\mu=x}^y \left[1 - i\lambda_n \frac{z-z_{\mu 0}}{\pi w_{\mu}^2} \right]^{-\frac{1}{2}}. \quad (A10)$$

La section du faisceau est de forme elliptique. L'interprétation physique des paramètres constants est similaire au cas purement gaussien, ce dernier n'étant qu'un cas particulier. w_x , w_y désignent les dimensions de "taches focales du champ". z_{x0} , z_{y0} sont les distances focales arbitrairement choisies et qui ne coïncident pas nécessairement. Pour simplifier, nous substituons: $dz_{\mu} = z - z_{\mu 0}$.

Le comportement de la phase est décrit par

$$\left(1 - i \frac{dz_{\mu}}{z_{\mu}} \right)^{-1} = \left(1 + \left(\frac{dz_{\mu}}{z_{\mu}} \right)^2 \right)^{-\frac{1}{2}} \exp(i\delta_{\mu}(z));$$

$$\text{tg } \delta_{\mu}(z) = - \frac{dz_{\mu}}{z_{\mu}}. \quad (A11)$$

La solution d'onde bi-gaussienne peut être résumée comme suit:

$$u(x,y,z) = u_0 \left(\frac{w_x w_y}{w_x(z) w_y(z)} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(i \frac{\delta_x(z) + \delta_y(z)}{2} \right) \times$$

$$\times \exp \left[\frac{2\pi i}{\lambda_n} \left(z + \frac{x^2}{2R_x(z)} + \frac{y^2}{2R_y(z)} \right) \right] \exp - \left(\frac{x^2}{w_x^2(z)} + \frac{y^2}{w_y^2(z)} \right) \quad (A12)$$

$$w_{\mu}^2(z) = w_{\mu}^2 \left(1 + \left(\frac{dz_{\mu}}{z_{\mu}} \right)^2 \right) \quad \{\text{"rayon" de tache du champ}\} \quad (\text{A13})$$

$$z_{\mu} = \pi w_{\mu}^2 / \lambda_n \quad \{\text{longueur de Rayleigh}\} \quad (\text{A14})$$

$$R_{\mu}(z) = dz_{\mu} \left[1 + \left(\frac{z_{\mu}}{dz_{\mu}} \right)^2 \right] \quad \{\text{"rayon" de courbure de la surface de phase}\} \quad (\text{A15})$$

On peut montrer que la puissance de l'onde est conservée en intégrant le carré du champ scalaire $|u|^2$ en x et y et en montrant qu'elle est une constante:

$$\iint |u(x,y,z)|^2 dx dy = u_0^2 w_x w_y \pi. \quad (\text{A16})$$

Dans la région du champ lointain ($z \gg z_x, z_y$), le front d'onde (A12) forme une surface ellipsoïdale (sphère généralisée). On peut alors faire coïncider deux faisceaux bi-gaussiens sur la surface d'un miroir astigmatique ellipsoïdal en faisant coïncider w_x et w_y des deux faisceaux et en choisissant les deux distances focales du miroir en fonction des courbures R_x et R_y . Pour la ligne de transmission quasi-optique du gyrotron à 40 GHz, les axes x et y représentent les axes de polarisation **E** et **H**.

Dans le cas d'une onde sortante gaussienne, on déduit les relations suivantes pour les rayons de tache:

$$\begin{aligned} w_{x1}(d_{x1}) &= w_{y1}(d_{y1}) = w_2(d_2) =: w_m, \\ w_{x1}(d_{x1}) &= w_{x1} (1 + (\lambda_n d_{x1} / (\pi w_{x1}^2))^2)^{1/2}, \\ w_{y1}(d_{y1}) &= w_{y1} (1 + (\lambda_n d_{y1} / (\pi w_{y1}^2))^2)^{1/2}, \\ w_2(d_2) &= w_2 (1 + (\lambda_n d_2 / (\pi w_2^2))^2)^{1/2}, \end{aligned} \quad (\text{A17})$$

où les indices 1 et 2 représentent l'onde entrante et sortante, respectivement, et le symbole d signifie la distance entre le miroir et la tache focale du faisceau selon la composante de x ou y. Pour l'onde sortante, les indices x et y ont été omis. La grandeur w_m est

le rayon de tache sur le miroir.

Les relations (A17) résultent de la condition de continuité du champ absolu $|u(x,y,z)|$ sur le miroir. Une deuxième condition de continuité concerne la phase de propagation. La somme de la phase entrante et de la phase sortante doit être constante:

$$\sum_{v=1}^2 \left(\frac{2\pi dz_{\mu v}}{\lambda_n} + \sum_{\mu=x}^y \left\{ \frac{2\pi \mu^2}{\lambda_n 2R_{\mu v}(z)} + \frac{1}{2} \arctg \left(\frac{dz_{\mu v}}{z_{0\mu v}} \right) \right\} + \phi_{0(v)} \right) = 0, \quad (A18)$$

où $\phi_{0(v)}$ est une phase constante pour le faisceau v .

Dans le champ lointain, le terme "arctg" peut être négligé. Même si la condition de champ lointain n'est pas tout à fait remplie, on peut encore aisément négliger ce terme tant que l'approximation paraxiale reste valable.

Pour les rayons de courbure des faisceaux, on obtient les équations suivantes:

$$\begin{aligned} R_{x1}(z) &= (\pi w_{x1} w_m / \lambda_n)^2 / d_{x1} \\ R_{y1}(z) &= (\pi w_{y1} w_m / \lambda_n)^2 / d_{y1} \\ R_2(z) &= (\pi w_2 w_m / \lambda_n)^2 / d_2 \end{aligned} \quad (A19)$$

L'onde entrante et sortante, qui sont liées par (A18), renferment un angle de réflexion θ dans le plan (y, z) . Ceci nous amène à introduire de nouvelles coordonnées. Les nouveaux axes inscrits dans la figure A1 sont obtenus par une rotation du système de coordonnées. A partir de cette transformation, on ne peut plus se servir des méthodes qui découlent de l'approximation paraxiale. On modifie donc les termes de (A18) de la façon suivante:

$$\frac{2\pi}{\lambda_n} \frac{1}{2R_{yv}} \left(\frac{R_{yv}}{R_{xv}} x^2 + (y \pm c)^2 \right) + z \approx \frac{2\pi}{\lambda_n} \left[\left(\frac{R_{yv}}{R_{xv}} \right)^{-1} x^2 + (y \pm c)^2 + z^2 \right] \frac{1}{2}, \quad (A20)$$

où le signe supérieur correspond à $v = 1$ et le signe inférieur à $v = 2$. Une constante c a été ajoutée à la coordonnée y pour tenir compte de la distance entre le point F_1 et F_2 de la figure A1.

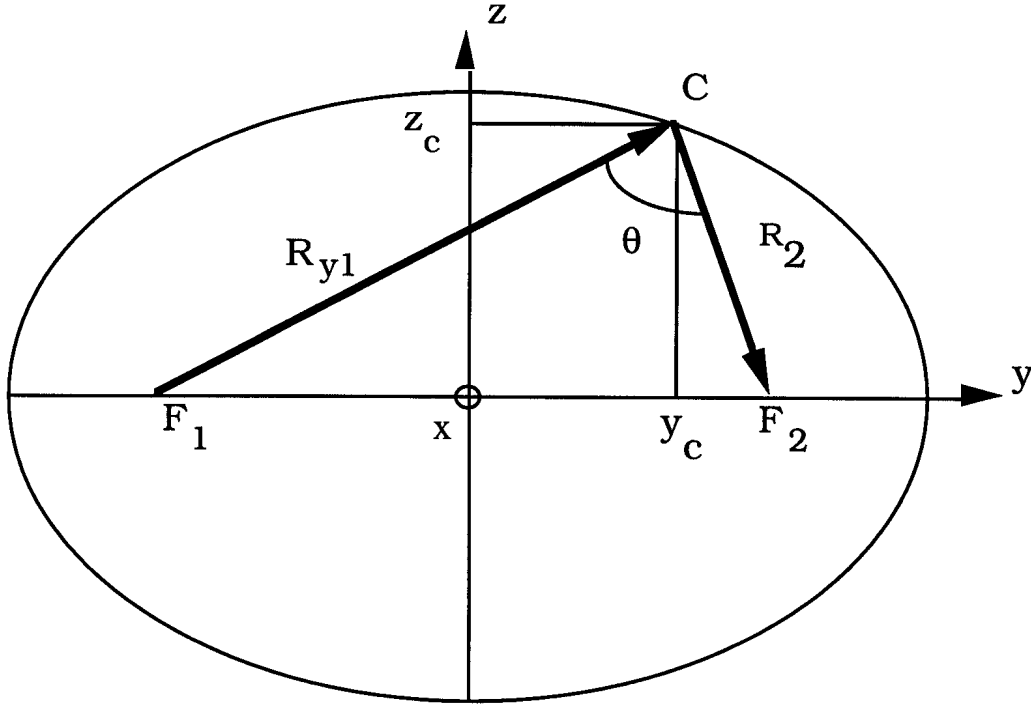


Figure A1 : Géométrie de la réflexion au miroir astigmatique (nouveau système de coordonnées).

Le facteur

$$\frac{R_{y1}}{R_{x1}} = e^2 > 1 \quad (A21)$$

redéfinit l'échelle de l'axe x, caractérisant ainsi l'astigmatisme. Ce même facteur détermine la courbure du miroir selon x.

On peut résumer la condition de phase (A18) pour une entrée bi-gaussienne (1^{er} terme de (A22) ci-après) et une sortie gaussienne (2^{me} terme de (A22)):

$$(x^2/e^2 + (y+c)^2 + z^2)^{1/2} + (x^2 + (y-c)^2 + z^2)^{1/2} = 2a \quad (A22)$$

La constante a s'obtient par comparaison de (A18) et (A22). L'équation (A22) définit une surface dont une petite partie seulement est utilisée pour la forme du miroir. Nous pouvons donc réintroduire l'approximation paraxiale dans ce nouveau système de

coordonnées:

$$(x^2 + (y \pm c)^2 + z^2)^{1/2} \approx ((y_c \pm c)^2 + z_c^2)^{1/2}, \quad (\text{A23})$$

où les paramètres à indice c sont les coordonnées du centre C du miroir (selon la figure A1). On a, en particulier, $x_c = 0$.

Les racines peuvent être développées selon l'approximation (A23):

$$\begin{aligned} \left[\frac{x^2}{e^2} + (y+c)^2 + z^2 \right]^{1/2} &\approx \left[\frac{x^2}{d^2} + (y+c)^2 + z^2 \right]^{1/2} + \frac{(e^{-2} - d^{-2}) x^2}{2\sqrt{(y_c+c)^2 + z_c^2}} \\ \left[\frac{x^2}{e^2} + (y-c)^2 + z^2 \right]^{1/2} &\approx \left[\frac{x^2}{d^2} + (y-c)^2 + z^2 \right]^{1/2} + \frac{(1 - d^{-2}) x^2}{2\sqrt{(y_c-c)^2 + z_c^2}} \end{aligned} \quad (\text{A24})$$

Le paramètre supplémentaire d^2 est introduit arbitrairement. On est libre de le choisir de manière à satisfaire l'équation

$$\frac{e^{-2} - d^{-2}}{R_2} = - \frac{(1 - d^{-2})}{R_{y1}}. \quad (\text{A25})$$

On a, dans nos coordonnées:

$$\begin{aligned} R_{y1} &= ((y_c + c)^2 + z_c^2)^{1/2}; \\ R_2 &= ((y_c - c)^2 + z_c^2)^{1/2}. \end{aligned} \quad (\text{A26})$$

On peut en tirer d^2 :

$$d^2 = [R_{x1}(R_{y1} + R_2)] / [R_{y1}(R_{x1} + R_2)] \quad (\text{A27})$$

Dans le cas de la ligne quasi-optique du gyrotron à 40 GHz, on obtient les valeurs suivantes:

$$\begin{aligned}
w_{x1} &= 21 \text{ mm} \\
w_{y1} &= 36 \text{ mm} \\
w_m &= 64 \text{ mm} \\
w_2 &= 59 \text{ mm} \\
R_{x1} &= 692 \text{ mm} \\
R_{y1} &= 1319 \text{ mm} \\
R_2 &= 4166 \text{ mm} \\
e^2 &= 1.905 \\
d^2 &= 1.688
\end{aligned}$$

Après quelques manipulations algébriques simples de (A22), où l'on substitue (A24), on parvient à l'équation de l'ellipsoïde, avec $b^2 = a^2 - c^2$:

$$\frac{x^2}{b^2 d^2} + \frac{y^2}{a^2} + \frac{z^2}{b^2} = 1 \quad (\text{A28})$$

Le cas spécial $e^2=1$ nous donne $d^2=1$ et donc le cas de l'ellipse de révolution que l'on attend pour les faisceaux gaussiens.

Annexe B

Evaluation de la conversion du mode X1 en onde de Bernstein électronique, pour le cas de TCA

La conversion linéaire du mode X1 en onde de Bernstein électronique (EBW) est simulée à l'aide d'un code d'onde globale à 1 dimension [53]. Ce code calcule le champ électrique de l'onde en résolvant les équations Maxwell-Vlasov (3.1.3) pour un plasma inhomogène. Pour le cas qui nous intéresse, l'approximation du modèle local (4.1.15) s'applique. On considère les conditions aux limites pour des ondes en propagation libre. La tranche de plasma considérée exclut le voisinage de la résonance cyclotron (ECR) et se borne aux environs du point de rebroussement hybride supérieure (UHP) où l'approximation de plasma homogène n'est pas admissible.

Le cas du tokamak TCA [18] a été étudié ($R_0 = 61.5$ cm, $a = 18$ cm, $B_\phi \approx 1.4$ T). Les résultats s'appliquent approximativement à TCV dont les paramètres sont du même ordre de grandeur ($R_0 = 88$ cm, $a = 24$ cm, $B_\phi \approx 1.4$ T).

Dans la situation typique des expériences sur TCA [18], environ 70% du champ électrique incident sont convertis linéairement en EBW lorsqu'on dépasse une densité électronique n_{e0} de $5 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$ au centre (en admettant un profil radial parabolique de la densité). Lorsque le mode X1 s'approche du point de rebroussement UHP, l'amplitude de l'onde est augmentée. On trouve ainsi, pour $n_{e0} > 5 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$, une augmentation du champ électrique d'un facteur ~ 6 à l'endroit de conversion, ce qui permet de dépasser aisément le seuil de non-linéarité dans la situation pratique. Ce seuil de non-linéarité est calculé selon la relation (4.1.18) (seuil à $n_{e0} \sim 5 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$). Dans les conditions expérimentales de TCA, on estime que la conversion non-linéaire a déjà lieu à une puissance d'injection inférieure à 50 kW. La génération d'onde hybride inférieure (LHW) a été mise en évidence par une mesure d'énergie des ions suprathermiques [61]. L'expérience sur TCA a enfin démontré que l'EBW est fortement absorbée près du lieu où elle a été créée par conversion de mode [18]. Ce résultat est conforme aux résultats de simulation en géométrie tridimensionnelle faite par De Luca et al. [52].

Les simulations de la conversion de mode linéaire incluent une étude de variation de la température et de la densité. L'évaluation du facteur d'amplification du champ électrique μ_E et de la fraction de mode converti dépend fortement de n_{eo} , mais pas significativement de la température électronique. Le facteur d'amplification μ_E est montré à la figure B1. La figure B2 représente la fraction F_{EBW} du champ électrique total $|\mathbf{E}|$ résultant de la conversion du mode X1 en onde EBW. Comme le champ électrique total est constitué d'une moitié incidente (mode X1) et d'une moitié réfléchie (mode X1 et EBW), la conversion totale est atteinte pour $F_{EBW} = 50\%$. Dans les figures B1 et B2, les barres d'erreur représentent l'incertitude estimée pour l'interprétation des résultats numériques.

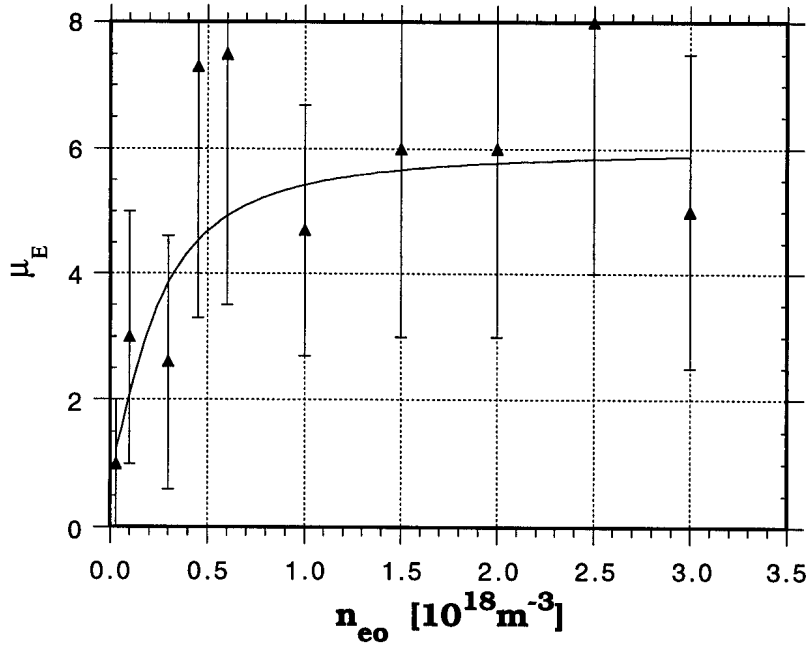


Figure B1: Facteur d'amplification du champ électrique μ_E en fonction de n_{eo} .

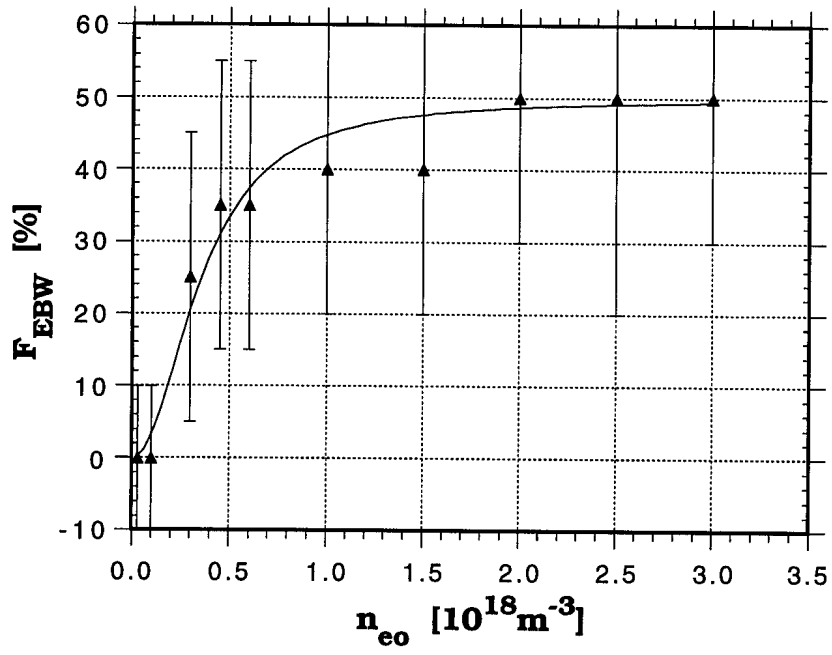


Figure B2: Fraction F_{EBW} du champ électrique total $|\mathbf{E}|$ résultant de la conversion du mode X1 en EBW, en fonction de n_{eo} . Lorsque cette fraction atteint 50%, la conversion de mode est totale.

Annexe C

Simulation de la production de plasma dans TCA par onde EC

L'ECBD de TCA [18] a été simulé (cf §4.2) pour le cas d'une décharge expérimentale (figure C1), avec injection de $P_{EC} = 98$ kW, en mode O1, depuis le côté haut-champ, et pour une pression de remplissage $p = 9.2 \cdot 10^{-6}$ mbar.

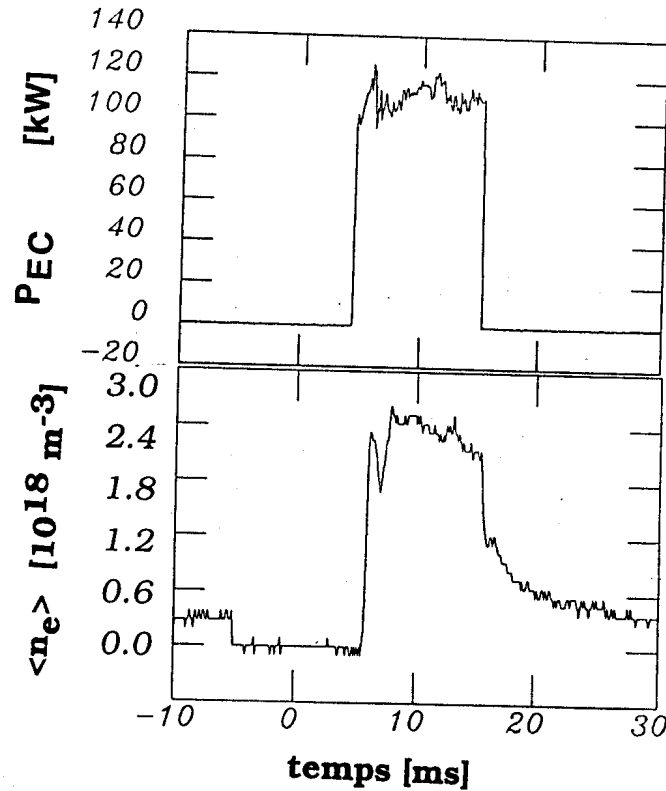


Figure C1: Expérience d'ECBD sur TCA ($P_{EC} = 98$ kW, $p = 9.2 \cdot 10^{-6}$ mbar, $R_{EC} \approx R_0$). $\langle n_e \rangle$ est la densité électronique moyennée sur une longueur verticale de $2a = 36$ cm (ligne de visée verticale à $R \approx R_0$; $\lambda = 2$ mm [25]).

La simulation (figure C2) a été effectuée en incluant l'élargissement du plasma dû aux dérives électroniques, ainsi que les effets de conversion de mode (EBW). La figure C2 montre d'abord la puissance P_{EC} de l'onde injectée, la puissance absorbée totale (P_{abs}) et la puissance absorbée à la couche hybride supérieure (P_{uh}). Les épaisseurs optiques sont désignées par τ_o pour le mode O, τ_x pour le mode X et τ_u pour la génération et l'absorption de l'EBW; le symbole θ_t représente le coefficient de transmission du mode X à travers la zone d'évanescence. La densité d'électrons est représentée par n_e , la densité d'atomes neutres par n_n , la température électronique par T_e [eV] (électrons thermiques seulement) et la température ionique par T_i [eV]. Certains paramètres (comme ceux qui concernent le dégazage des parois ou l'effet des électrons rapides sur l'absorption d'onde) n'ont pas pu être obtenus de l'expérience de TCA et ont dû être variés de manière à rapprocher le résultat théorique du cas observé. En début de décharge, on a admis un coefficient de recyclage dépendant du temps, $\psi(t)$, ce qui permet d'obtenir le même délai de claquage que dans l'expérience. La simulation donne enfin accès à la fraction γ_{th} d'électrons thermiques selon la définition (4.2.16):

$$\delta_f = (1 - \gamma_{th}) \delta_p, \quad (C1)$$

où δ_p est la largeur radiale totale du plasma et δ_f la largeur équivalente pour la population d'électrons suprathermiques.

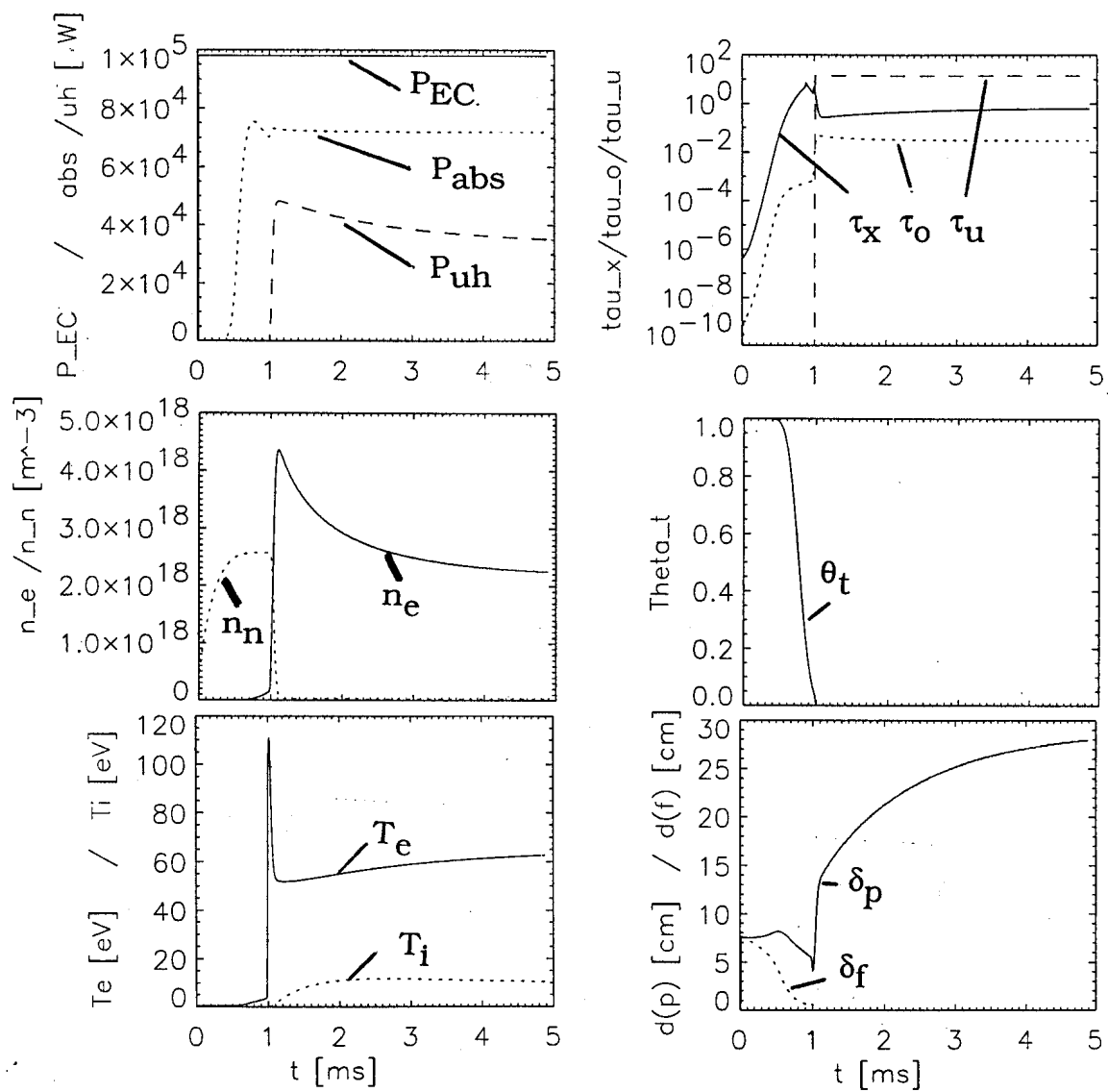


Figure C2: Simulation de l'ECBD de la figure C1.

Annexe D

Transmission du mode O1 dans un plasma de TCA

On considère ici la transmission du mode O1 (39 GHz) au premier passage dans un plasma d'ECBD sur TCA. Le mode O1 est injecté depuis le côté haut-champ, perpendiculairement à \mathbf{B}_ϕ ($\theta = \pi/2$) et avec un angle poloïdal de l'ordre de $\phi \approx 45^\circ$ vers le bas [18]. Un récepteur de mode O se situe en face de l'injection, au centre du faisceau. L'onde injectée (faisceau gaussien) est déformée par effet de réfraction dans le plasma, ce qui implique une chute de la puissance mesurée à l'emplacement du récepteur. Cette chute de puissance vient s'ajouter à l'absorption de puissance. Comme le profil de puissance n'est pas connu à la réception, la déformation de l'onde doit être calculée. Pour une densité d'ECBD faible comparée à la densité de coupure ($\bar{\omega}_{pe}^2 \ll 1$), on peut employer une méthode perturbative. On considère l'onde gaussienne dans le vide ($n_e = 0$) comme un faisceau de rayons filiformes. La déformation de ces rayons par le plasma s'obtient par intégration des relations hamiltoniennes d'onde [49],

$$\frac{d\mathbf{r}}{d\sigma} = \frac{\partial \Lambda'}{\partial \mathbf{k}'}, \quad (\text{D1a})$$

$$\frac{d\mathbf{k}'}{d\sigma} = -\frac{\partial \Lambda'}{\partial \mathbf{r}}, \quad (\text{D1b})$$

$$\text{avec } \Lambda' = \text{Re} \left(\det \left(N^2 \left[\frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{k}}{k^2} - 1 \right] + \varepsilon \right) \right).$$

$\det(\mathbf{M})$ désigne le déterminant d'une matrice \mathbf{M} ; le paramètre de propagation σ est un paramètre sans dimension et peut être substitué par la longueur spatiale r de la trajectoire, à condition que les phénomènes de petites distances (ici la résonance) soient pris en compte par un maillage adéquat. L'équation (D1a) relie la réfraction à la vitesse de groupe. L'équation (D1b) modifie la direction du vecteur d'onde dans un milieu inhomogène. Si on admet que les variations de l'indice de réfraction sont presque indépendantes des variations angulaires du vecteur d'onde, on peut également négliger l'effet de (D1a) et approximer (D1b) par le cas où la phase se propage parallèlement à la vitesse de groupe. Dans ce cas, (D1) est réduite à l'équation suivante:

$$\frac{d\mathbf{n}'}{d\sigma} = -\frac{\partial N'}{N' \partial \mathbf{r}}; \quad \mathbf{n}' = \frac{\mathbf{k}'}{k'}. \quad (\text{D2})$$

Dans l'approximation $\bar{\omega}_{pe}^2 \ll 1$, N' se situe aux alentours de 1.

Pour $\bar{\omega}_{pe}^2 \ll 1$, l'angle de propagation de l'onde autour de la résonance correspond à peu près à celui du vide ($n_e = 0$). L'axe du faisceau gaussien étant perpendiculaire à \mathbf{B}_ϕ , l'angle de propagation se situe dans la fenêtre $\pi/2 - \Delta\theta \leq \theta \leq \pi/2 + \Delta\theta$, où $\Delta\theta \sim 4^\circ$ est le demi angle de divergence au demi rayon de tache du champ, $w(z)/2$ ($w=w_x=w_y$, selon (A13)). Dans ces conditions, on trouve que le calcul selon le régime de propagation quasi-perpendiculaire (condition inverse de (4.1.10)) est une approximation acceptable. Cette approximation a l'avantage que la température n'est jamais limitée par (4.1.10) et que les effets relativistes pour des électrons d'énergie $W_e > 100$ eV peuvent être inclus dans l'analyse.

Afin d'évaluer l'équation (D2) et le coefficient d'absorption α [49],

$$\alpha = 2 \omega_{ce} N''/c, \quad (D3)$$

on utilise l'expression pour l'indice de réfraction complexe $N = N' + iN''$ pour une fonction de distribution maxwellienne [49], et on substitue T_e par $T_{e,eff}$ (4.2.15) ($\beta_t(T_e) \rightarrow \beta_t(T_{e,eff})$). En propagation quasi-perpendiculaire, N est donné par:

$$N'^2 = \frac{1 - \bar{\omega}_{pe}^2}{|G_{7/2}(z)|^2} G'_{7/2}(z), \quad (D4)$$

$$N''^2 = \frac{1 - \bar{\omega}_{pe}^2}{|G_{7/2}(z)|^2} [-G''_{7/2}(z)], \quad (D5)$$

avec $G_{7/2} = G'_{7/2} + iG''_{7/2}$,

$$G_{7/2}(z) = 1 + \frac{1}{2} \bar{\omega}_{pc}^2 F_{7/2}(z), \quad (D6)$$

où la fonction $F_q(z)$ à indice $q = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \dots$ et avec $z'' > 0$ a été introduite par Dnestrovskij et al. [62],

$$F_q(z) = -i \int_0^\infty \frac{dt}{(1-it)^q} e^{izt}, \quad (D7)$$

et l'argument z est donné par:

$$z = \frac{1 - \bar{\omega}_{ce}}{\beta_t^2}. \quad (D8)$$

La largeur de la résonance est proportionnelle à $\beta_t^2 \propto T_{e,eff}$. L'épaisseur optique est obtenue en intégrant α le long d'un rayon Γ_{ray} :

$$\tau_1^{(O)}(\Gamma_{ray}) = \int_{\Gamma_{ray}} \alpha \, dl. \quad (D9)$$

Dans le calcul de déformation des rayons, on doit tenir compte des variations spatiales de n_e et $T_{e,eff}$. Leurs profils peuvent être estimés à partir des données expérimentales (diagnostics de TCA) [18]. Un spectromètre visible indique que le profil vertical d'émission est plat en mode O (émission constante pour $-11 \text{ cm} \leq Z \leq +7 \text{ cm}$). Les 4 lignes de visée d'un interféromètre FIR ($\lambda \approx 200 \text{ } \mu\text{m}$) et une ligne de visée micro-onde ($\lambda = 2 \text{ mm}$), toutes placées verticalement et recouvrant le plasma sur sa largeur radiale, montrent un profil radial large de la densité ($|n_e/\nabla n_e| \geq 20 \text{ cm}$). Les profils d'absorption selon le grand rayon sont donnés qualitativement par une caméra D_α et les données interférométriques. Les profils d'absorption sont décentrés vers le côté bas-champ, du fait de la conversion de mode ($X1 \rightarrow \text{EBW}$) près de l'UHC. Dans les simulations effectuées, ni le décentrage, ni le piquage spécifique du profil de température n'influencent le signal de transmission de manière significative. L'émission de la ligne CIII du carbone permet une estimation de la température des électrons thermiques à typiquement $k_B T_e \sim 20 \text{ eV}$. En raison des résultats expérimentaux, on admet des profils radiaux paraboliques de n_e et $T_{e,eff}$ ($\propto 1 - \left(\frac{R-REC}{a}\right)^2$), ainsi qu'un profil vertical de densité plat dans le volume de l'onde, mais 3/2 fois la moyenne verticale, et $T_{e,eff}(Z) = \text{constante}$.

La fraction de puissance transmise est calculée pour le cas froid ($T_{e,eff} = 0$), ainsi que pour $k_B T_{e,eff} = 500 \text{ eV}$, 5 keV (figure D1). A titre de comparaison, on trouve les valeurs expérimentales sur la même figure. Les points expérimentaux les plus éloignés du cas froid (calculé) sont rencontrés pour des décharges dont la densité initiale d'atomes neutres n_{n0} dépasse $\sim 1.5 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ et pour une densité électronique $n_e \leq 2 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$. Cela indique que le plasma n'est pas

complètement ionisé⁹. En particulier, les termes $Q_{e \rightarrow n}$ et Q_{cx} de (4.2.6–7) ne sont pas négligeables, même à l'état d'équilibre; on s'attend à ce que la température T_e des électrons thermiques soit inférieure par rapport au cas $n_{n0} < 10^{18} \text{ m}^{-3}$ et $n_e \geq 2 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ (ionisation complète). Dans le cas de l'ionisation incomplète, il est possible qu'une population suprathermique ($\gamma_{th} < 1$) persiste à l'équilibre, donnant lieu à une température effective $T_{e,eff} > T_e$ à la résonance. D'après la figure D2, la différence $\Delta\psi$ entre la fraction de puissance transmise mesurée et calculée ($T_{e,eff} = 0$) est d'autant plus négative que la puissance EC injectée (P_{EC}) est élevée. Cela correspond à une augmentation de $T_{e,eff}$ en fonction de P_{EC} . Cependant, les valeurs les plus négatives de $\Delta\psi$ (-70%) correspondent à une valeur de $T_{e,eff}$ étonnamment élevée (même pour une tranche de plasma étroite autour de la résonance). On notera que le calcul de réfraction dépend des approximations du modèle (entre autres de l'approximation (D2) et de la représentation du faisceau en rayons discrets) et de la géométrie simplifiée des profils de n_e et $T_{e,eff}$. A cela s'ajoutent les erreurs de mesures (figures D1-2). Sur TCV, l'effet de réfraction est séparé expérimentalement de l'absorption (cf §4.3), afin de permettre une estimation de $T_{e,eff}$ sans simulation préalable. Les résultats obtenus sur TCV ont été ajoutés à la figure D2 pour comparaison avec les résultats de TCA. Pour $P_{EC} \sim 20 \text{ kW}$, les points de TCV ont une valeur de $|\Delta\psi|$ moyenne deux fois plus petite que les points de TCA. Il est possible que l'effet de réfraction ait été sous-estimé pour TCA, et que la valeur de $k_B T_{e,eff}$ ne dépasse pas $\sim 1 \text{ keV}$ (cf figure D1). Il serait cependant instructif de mesurer, dans une étape future, l'épaisseur optique pour TCV avec $P_{EC} \gg 20 \text{ kW}$.

⁹Des conditions similaires ont été observées pour l'ECBD de TCV.

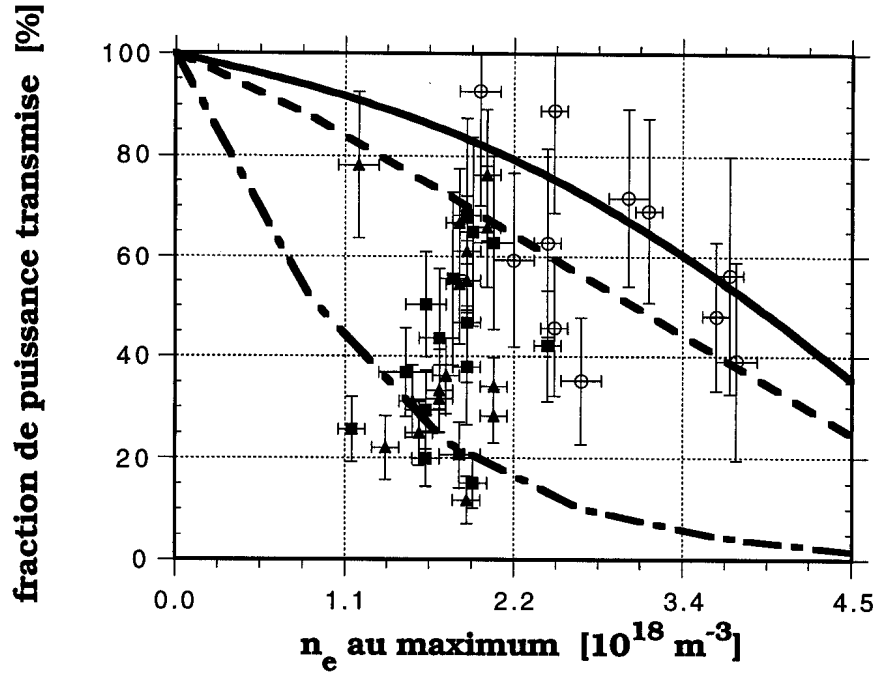


Figure D1: Calcul et mesure de la fraction de puissance transmise au récepteur (mode O), en fonction du maximum du profil de densité n_e . Les courbes ont été calculées pour $k_B T_{e,eff} = 0$ eV (ligne continue), 500 eV (traitillé) et 5 keV (trait-pointillé). Les points de mesure correspondent à une densité initiale d'atomes neutres $n_{n0} = 4.91 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$ (cercles vides), $1.55 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ (triangles pleins) et $4.20 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ (carrés pleins). La densité est largement en dessous de la densité de coupure de $n_e \sim 2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$.

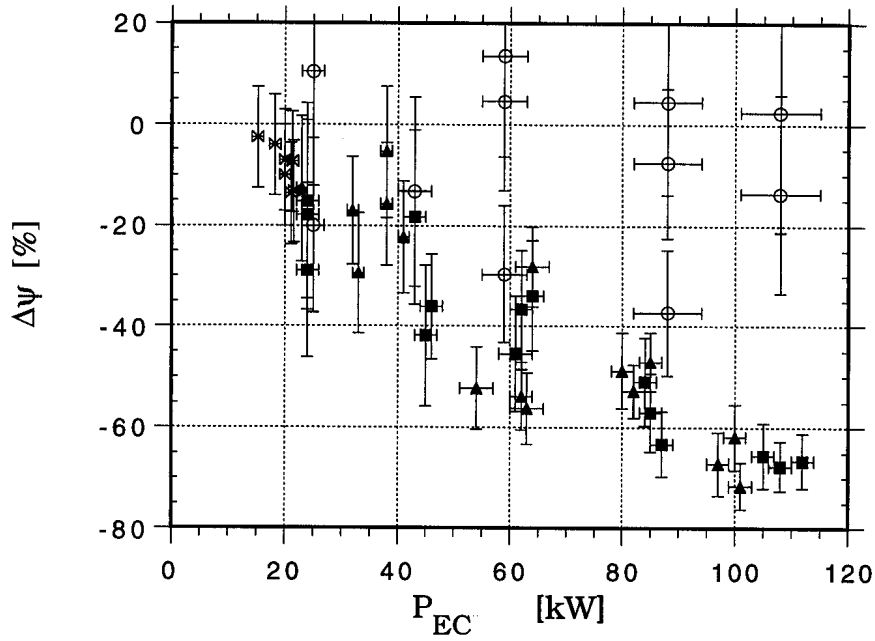


Figure D2: Différence $\Delta\psi$ entre la fraction de puissance transmise mesurée et calculée ($T_{e,eff} = 0$), en fonction de P_{EC} , pour les mêmes points de mesure qu'à la figure D1. Les points en forme de "x" ajoutés (à $P_{EC} \sim 20$ kW) proviennent des mesures de TCV, avec $n_{n0} = 1.7 \cdot 10^{18} - 4.5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, et sont présentés à titre de comparaison.

Bibliographie

- [1] J. D. LAWSON, Proceedings of the Physical Society **B70** (1957) 6.
- [2] J. WESSON, Tokamaks, Clarendon Press, Oxford, 1987.
- [3] ITER Preprints, 17th IAEA Fusion Energy Conference Yokohama, Japan (1998). D. E. POST, et al., ITER Physics, ITER Documentation Series No. 21, IAEA, Vienna, 1991.
- [4] B. LLOYD, G. L. JACKSON, T. S. TAYLOR, E. A. LAZARUS, T. C. LUCE, R. PRATER, Nucl. Fus. **31** (1991) 2031.
- [5] B. LLOYD, P. G. CAROLAN, C. D. WARRICK, Plasma Phys. Contr. Fus. **38** (1996) 1627.
- [6] G. V. PEREVERZEV, Proc. 12th int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Nice, 1988), vol. I, Vienne, IAEA (1989) 739. L. E. ZAKHAROV, G. V. PEREVERZEV, Sovj. J. Plasma Phys. **14** (1988) 75.
- [7] M. ONO, et al., in Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Research 1992 (Proc. 14th Int. Conf. Würzburg, 1992), Vol. I, IAEA, Vienne (1993) 693.
- [8] J. MARSHALL, Phys. Fluids **3** (1960) 134.
- [9] H. W. LEONARD, R. N. DEXTER, J. C. SPROTT, Phys. Fluids **30** (1987) 2877.
- [10] S. F. SCHAER, Acta Phys. Polonica A Supplement **88** (1995) S-77.
- [11] A. I. ANISIMOV, et al., Sov. Phys. Tech Phys. **18** (1973) 459.
A. I. ANISIMOV, et al., Sov. Phys. Tech Phys. **20** (1975) 626.
A. I. ANISIMOV, et al., Sov. Phys. Tech Phys. **20** (1975) 629.
- [12] R. M. GILGENBACH et al., Nucl. Fus. **21** (1981) 319.
- [13] A. G. KULCHAR et al., Phys. Fluids **27** (1984) 1869.

- [14] Y. K. M. PENG et al., Nucl. Fus. **18** (1978) 1489.
- [15] D. J. HOLLY et al., Nucl. Fus. **21** (1981) 1483.
- [16] S. CIRANT et al., in Controlled Fusion and Plasma Heating, Proc. 15th Eur. Conf. Dubrovnik, European Physical Society, vol. **12B**, part II (1988) 831.
- [17] C. MAROLI, V. PETRILLO, Modelling of plasma formation by electron cyclotron waves, Final Report of NET contract Nr. 179/84-12/FU-I, PM-89-005. C. MAROLI, V. PETRILLO, Modelling of start-up assist by electron cyclotron waves for INTOR/NET, NET Report Nr. 54, EUR-FU/XII-80/86/54 (1986). M. FONTANESI, C. MAROLI, V. PETRILLO, Proc. 3rd Joint Varenna-Grenoble Int. Symp on Heating in Toroidal Plasmas, Grenoble, Vol. **2** (1982) 699.
- [18] D. R. WHALEY, T. P. GOODMAN, A. POCHELON, R. BEHN, A. CARDINALI, B. P. DUVAL, B. JOYE, M. Q. TRAN, Nucl. Fus. **32** (1992) 757.
- [19] B. LLOYD, T. EDLINGTON, M. W. ALCOCK, et al., in Controlled Fusion and Plasma Heating (Proc. 13th Eur. Conf. Schliersee, 1986), Vol. **10C**, Part II, European Physical Society (1986) 266.
- [20] CRPP Biennial Report, 1993-1994, Lausanne.
- [21] E. A. LAZARUS, J. B. LISTER, G. H. NEILSON, Nucl. Fus. **30** (1990) 111.
- [22] I. H. HUTCHINSON, Principles of plasma diagnostics, Cambridge University Press, USA, 1992.
- [23] J. M. MORET, F. BUHLMANN, D. FASEL, F. HOFMANN, G. TONETTI, Rev. Sci. Instrum., **69** (1998) 2333.
- [24] S. BARRY, The extension of the FIR interferometer of TCV to a polarimeter and measurements of the Faraday rotation caused by the poloidal magnetic field, Thèse, UCC, Ireland, publiée prochainement.

- [25] J. B. LISTER, R. W. MEANS, P. OBERSON, Rev. Sci. Instrum. **53** (1982) 600.
- [26] S. FRANKE, Application of Thomson scattering at 1.06 μm as a diagnostic for spatial profile measurements of the electron temperature and density on the TCV tokamak, Thèse N° 1654 (1997), CRPP, Lausanne. R. BEHN, S. FRANKE, Z. A. PIETRZYK, M. ANTON, Ch. NIESWAND, H. WEISEN, B. MARLETAZ, Proc. 7th Int. Symp. Laser Aided Plasma Diagnostics, Fukuoka, Japan, ed. K. Muruoka (1995) 392.
- [27] S. EJIMA, R. W. CALLIS, J. L. LUXON, et al., Nucl. Fus. **22** (1982) 1313.
- [28] A. Von ENGEL, Ionized gases, American Institute of Physics, reprinted by arrangement with Oxford University Press, New-York, 1994.
- [29] D. J. ROSE, Phys. Rev. **104** (1956) 273.
- [30] M. VALOVIC, Nucl. Fus. **27** (1987) 599.
- [31] A. V. GUREVICH, Sov. Phys. - JETP **12** (1961) 904.
- [32] R. PAPOULAR, Nucl. Fus. **16** (1976) 37.
- [33] L. G. H. HUXLEY, R. W. CROMPTON, The Diffusion and Drift of Electrons in Gases, Wiley, New York (1974).
- [34] P. SPRANGLE, V. L. GRANATSTEIN, A. DROBOT, The electron cyclotron maser instability, Journal de physique, **38** (1977) C6-135.
- [35] A. W. FLIFLET, Linear and non-linear theory of the doppler-shifted cyclotron resonance maser based on TE and TM waveguide modes, Int. J. Electronics **61** (1986) 1049.
- [36] R. E. COLLIN, Foundations for Microwave Engineering, McGraw-Hill, 1966, p.107.

- [37] K. R. CHU, A. T. DROBOT, H. H. SZU, P. SPRANGLE, Theory and simulation of the gyrotron traveling wave amplifier operating at cyclotron harmonics, *IEEE-MTT*, **28** (1980) 313.
- [38] V. L. GRANATSTEIN, I. ALEXEFF, editors, *High-power microwave sources*. Artech House, 1987.
- [39] S. ALBERTI, O. BRAZ, P. GARIN, E. GIGUET, M. PAIN, P. H. THOUVENIN, M. THUMM, C. TRAN, M. Q. TRAN, Long pulse operation of a 0.5 MW - 118 GHz gyrotron with cryogenic window, In *Proc. 21st Int. conference on infrared and millimeter waves*, Berlin (1996) AF1. M. Q. TRAN, *Plasma Phys. Control. Fusion* **40** (1998) A53.
- [40] A. PERRENOUD, Etude d'un gyrotron de 39 GHz, Rapport interne, INT 149 (1988), CRPP, Lausanne.
- [41] G. A. BESSON, Rapport interne, INT 172 (1991), CRPP, Lausanne.
- [42] CRPP Biennial Report, 1993-1994, Lausanne, §2.2.3.
- [43] A. POCHELON, T. P. GOODMAN, D. R. WHALEY, et al., in *Fusion Technology (Proc. 16th Symp. London, 1990)*, Vol. 2, Elsevier, Amsterdam (1991) 1075.
- [44] S. N. VLASOV, I. M. ORLOVA, *Radiophysics and Quantum Electronics*, **17** (1974) 148.
- [45] P. MUGGLI, Etude d'un gyrotron à cavité cylindrique, influence des réflexions de puissance et de l'oscillation d'un mode propageant, Thèse N° 964 (1991), CRPP, Lausanne.
- [46] S. MIYAKE, O. WADA, M. NAKAJAMA, T. IDEHARA, G. F. BRAND, *Int. J. Electronics*, **70** (1991) 979.
- [47] P. F. GOLDSMITH, *Quasi-optical techniques at millimeter and submillimeter wavelengths; Infrared and Millimeter Waves*, Vol. 6, §5, p. 290, Academic Press, 1982.

- [48] F. M. A. SMITS, in Proceedings of the 7th Joint Workshop on ECE and ECRH (Hefei, China), 1989.
- [49] M. BORNATICI, R. CANO, O. De BARBIERI, F. ENGELMANN, Nucl. Fus. **23** (1983) 1153.
- [50] V. ERCKMANN, U. GASPARINO, Plasma Phys. Control. Fusion **36** (1994) 1869.
- [51] T. H. STIX, The theory of plasma waves, Mc Graw-Hill, 1962.
- [52] F. De LUCA, C. MAROLI, V. PETRILLO, Research Note, Plasma Phys. **21** (1979) 1067. C. MAROLI, V. PETRILLO, Research Note, Plasma Phys. **23** (1981) 671.
- [53] O. SAUTER, Nonlocal analyses of electrostatic and electromagnetic waves in hot, magnetized, nonuniform, bounded plasmas, LRP 457 (thèse) (1992), CRPP, Lausanne.
- [54] F. S. MCDERMOTT, G. BEKEFI, K. E. HACKETT, J. S. LEVINE, M. PORKOLAB, Phys. Fluids **25** (1982) 1488.
- [55] K. G. BUDDEN, Radiowaves in the Ionosphere, Cambridge 1966, chap. 1, p. 476.
- [56] M. BORNATICI, U. RUFFINA, E. WESTERHOF, Plasma Phys. and Contr. Fus. **28** (1986) 629.
- [57] P. MANDRIN, A. POCHELON, M. Q. TRAN, Numerical simulations of electron cyclotron assisted start-up in tokamaks, Réunion de la Société Suisse de Physique à Berne, Bulletin SSP, Vol. **11**, No. 1 (1994).
- [58] F. M. A. SMITS, et al., 18th Eur. Conf. on Contr. Fus. and Plasma Phys., Berlin, Vol. 15C, **G1 IV** (1991) 217.
- [59] B. P. DUVAL, T. GOODMAN, M. HENDERSON, P. MANDRIN, J. M. MORET, A. PIETRZYK, A. POCHELON, ECRH resonance position measurement in TCV (Poster), 39th annual meeting of the DDP, APS, Pittsburgh, USA, 17-21 Nov. 1997.

- [60] R. J. La Haye, et al., Phys. Fluids **B4** (1992) 2098.
R. J. La Haye, General Atomics Report GA-C21120, octobre 1992.

- [61] D. G. BULYGINSKII, V. K. GUSEV, V. V. DJACHENKO, et al.,
in Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 11th Eur.
Conf. Aachen, 1983), Vol. 7D, Part I, European Physical
Society (1983) 457. Z. A. PIETRZYK, A. POCHELON,
R. BEHN, A. BONDESON, M. DUTCH, T. P. GOODMAN,
M. Q. TRAN, D. R. WHALEY, Electron cyclotron resonance
heating on the TCA tokamak, LRP 459 (1992), CRPP,
Lausanne.

- [62] Yu. N. DNESTROVSKIJ, D. P. KOSTOMAROV,
N. V. SKRYDLOV, Sov. Phys. - Tech. Phys. **8** (1964) 691.

Remerciements

Je remercie chaleureusement le Professeur F. Troyon et le Professeur M. Q. Tran pour m'avoir accueilli au CRPP et pour m'avoir donné les moyens d'y effectuer ce travail de thèse.

En tant que Directeur de Thèse, Monsieur le Professeur Tran m'a procuré une grande source de motivation par son expérience et sa rigueur scientifique; ma chaleureuse reconnaissance va aussi à Monsieur le Docteur A. Pochelon pour sa grande disponibilité pendant les campagnes expérimentales impliquant le TCV et pour être intervenu en ma faveur pour me permettre de réaliser sur cette installation les expériences nécessaires pour atteindre les objectifs de ma thèse. Le Docteur Pochelon n'a pas ménagé son temps et ses précieuses connaissances pour m'aider également à progresser avec les autres aspects de mon travail.

L'expression de ma gratitude va aussi au Docteur T. P. Goodman qui m'a initié à l'art d'opérer le gyrotron et qui m'a fait participer à la réalisation de la ligne de transmission quasi-optique, au Docteur M. A. Henderson pour sa précieuse contribution à la réalisation de la ligne de transmission, aux Docteurs J. B. Lister et J. M. Moret pour m'avoir initié à la physique des tokamaks.

J'adresse mes sincères remerciements aux membres de l'équipe d'opération de TCV pour avoir piloté cette machine dans le cadre de mon travail et pour leur bienveillance lorsqu'il a fallu conditionner le gyrotron ou dépanner son alimentation, et tout particulièrement au Docteur F. Hofmann qui a réalisé le démarrage du courant à la position verticale $Z \approx +40$ cm. Je remercie également très vivement l'équipe des diagnostics de TCV, et en particulier le Docteur B. P. Duval pour sa précieuse contribution à l'étude expérimentale de la couche d'absorption hybride supérieure. Je tiens aussi à remercier sincèrement le Docteur O. Sauter pour m'avoir initié à l'utilisation des codes de simulation d'onde globale du CRPP.

Ma gratitude va à tous les membres du CRPP qui m'ont permis de mettre sur pied mes expériences par leur contribution sur le plan de l'électronique, de l'électricité et de la mécanique, en particulier Monsieur G. A. Besson qui a conçu l'alimentation de haute tension du gyrotron, le Docteur A. Favre qui a dirigé la mise en service de cette

installation et surtout Monsieur J. F. Mion qui a fait preuve d'une grande compétence, de ténacité et de patience lorsqu'il a fallu éliminer les problèmes qui se présentaient. J'ai également bénéficié de l'appuis compétent du bureau de construction et de toute l'équipe de l'atelier de mécanique et de technique du vide du CRPP.

Enfin, je demande aux nombreuses autres personnes travaillant ou ayant travaillé au CRPP et que je ne peux citer sans exception de bien vouloir accepter ma reconnaissance pour le cadre de travail qu'ils m'ont procuré.

Je remercie le Professeur F. Engelmann, le Docteur G. Tonon, le Docteur A. Pochelon et le Professeur R. Chawla d'avoir accepté l'invitation à être membres du jury chargé d'examiner mon travail.

J'adresse un dernier grand merci à ma famille qui m'a constamment encouragé pendant ce travail.